PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1916. 17. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 12 am 10. Juni 1916.

INHALT:

Originalmitteilungen:

R. A. Millikan, Quantenbeziehungen beim photoelektrischen Effekt. S. 217.

T. Heurlinger, Zur Theorie des Wechselstrom-Gleichstromeffektes und der elektrischen Nachwirkung im Wismut. S. 221.

W. König, Bemerkungen zum Thomson-Effekt in glühenden Drähten. S. 227.

C. W. Oseen, Über die Extinktion des Lichtes. S. 233.

Å. Tveten, Vorläufige Mitteilungen über die Kristallbildung im magnetischen Felde. S. 235.

Besprechungen:

H. Henning, Ernst Mach. S. 237.

G. Looser, Versuche aus der Wärmelehre und verwandten Gebieten, mit Benutzung des Doppelthermoskops. S. 238.

M. Dieckmann, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie für die Luftfahrt. S. 238.

P. Ludewig, Die drahtlose Telegraphie im Dienste der Luftfahrt. S. 238.

H. Kauffmann, Allgemeine und physikalische Chemie. S. 238.

E. Nesper, Neuere Frequenz- und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. S. 238

H. Witte, Raum und Zeit im Lichte der neueren Physik. S. 239.

W. Jänichen, Lichtmessungen mit Selen. S. 239.

C. Leiß, Das Zielfernrohr. S. 239.

H. Bauer, Geschichte der Chemie. S. 239.

The Svedberg, Die Materie. S. 240.

Tagesereignisse. S. 240.

Personalien. S. 240.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Quantenbeziehungen beim photoelektrischen Effekt.

Von R. A. Millikan.

In den letzten zehn Jahren war ich mit Untersuchungen beschäftigt, die sich auf die Einsteinsche Gleichung des photoelektrischen Effekts bezogen und für sie experimentelle Bestätigung geben sollten. Zeitweise schienen mir die Ergebnisse unvereinbar mit jener Gleichung; aber je länger ich arbeitete und je besser die Fehlerquellen vermieden werden konnten, desto besser ergab sich jene Formel als im Einklang mit den Resultaten. Ich will in dieser Notiz nur ganz kurz sechs Folgen dieser Gleichung vorlegen und von ihrer experimentellen Bestätigung sprechen. Vorläufige Mitteilungen einiger dieser Resultate sind bereits erschienen[1]) und genauere Einzelheiten sollen in den nächsten Nummern der „Physical Review" gebracht werden.

Die Einsteinsche Gleichung[2]) wurde abgeleitet auf Grund einer korpuskularen Quantentheorie der Strahlung. Einstein nahm an, daß das Licht aus Elementarteilen oder „Quanten" von elektromagnetischer Energie besteht, die vom emittierenden Körper losgeschossen werden und den Raum als selbständige Individuen durcheilen, bis sie auf Atome auftreffen und von diesen absorbiert werden. Die Energie in jedem Lichtelement wurde gleich $h\nu$ gesetzt, wo h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des emittierenden Oszillators ist. Bei der Absorption soll nun diese Energie umgesetzt werden in kinetische Energie eines sich loslösenden Elektrons. So ergab sich die Abtrennungsarbeit eines Elektrons von einer Metallfläche, die mit Licht von der Frequenz ν bestrahlt wird, aus:

$$\frac{m}{2}v^2 = h\nu - p.$$

p ist hier die Arbeit, die man leisten muß, um das Elektron loszulösen. Die maximale Energie des bewegten Elektrons wird gemessen durch $(V_0 + K)e$, wo e die Elementarladung ist und K das Kontaktpotential zwischen der bestrahlten Fläche und dem entgegengesetzten Faradayzylinder (der die Elektronen auffängt). V_0 ist das angelegte Potential, um gerade den Photostrom im Zylinder zum Verschwinden zu bringen. In der Gleichung sind folgende Behauptungen enthalten:

1. Es existiert eine bestimmte maximale kinetische Energie der losgelösten Teilchen (das wurde von Ramsauer[1]) bestritten).

2. Es besteht eine lineare Beziehung zwischen V_0 und ν.

3. Die Neigung der V_0, ν-Geraden mit e multipliziert ist genau das Plancksche „h".

4. Der Schnittpunkt der V_0, ν-Geraden mit

1) R. A. Millikan, Physical Review **4**, 73, 1914; **6**, 55, 1915.

2) Einstein, Ann. d. Phys. (4) **17**, 132, 1905; (4) **20**, 199, 1906.

1) Ramsauer, Ann. d. Phys. **45**, 1120, 1914, auch **45**, 961.

der ν-Achse gibt die Grenzfrequenz ν_0, bei der die beleuchtete Substanz anfängt, photoelektrisch zu werden.

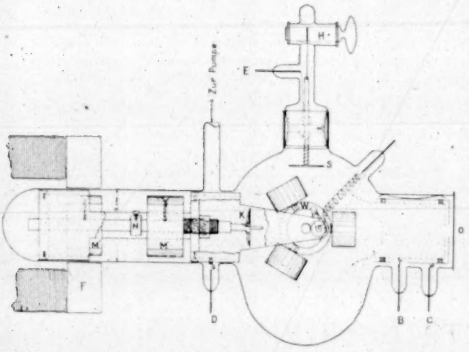


Fig. 1.

5. Das Kontaktpotential zwischen der bestrahlten Platte und dem Faradayzylinder ist gegeben durch:

$$K = \frac{h\nu_0 - h\nu_0'}{e} - (V_0 - V_0').$$

ν_0 und ν_0' sind die Grenzfrequenzen des Zylinders bzw. der Platte, V_0 und V_0' die entsprechenden Maximalpotentiale, die nötig sind, um die Entladung zwischen Zylinder und Platte zum Verschwinden zu bringen bzw. zwischen Zylinder und einer anderen Platte aus gleichem Material wie der Zylinder.

6. Die Kontaktpotentiale sind unabhängig von Temperatur. Dies folgt aus der Einsteinschen Gleichung zusammen mit der Tatsache[1]),

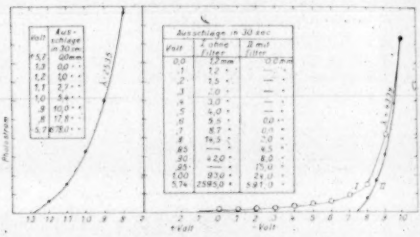


Fig. 2.

daß die photoelektrischen Potentiale von der Temperatur nicht abhängen. Sind jedoch Oberflächenschichten vorhanden, die eine Änderung der Photopotentiale mit der Temperatur hervorrufen, so entspricht dem ebenso eine Änderung des Kontaktpotentials.

Die Untersuchungen sind mit dem Apparat in Fig. 1 durchgeführt. Es können damit reine

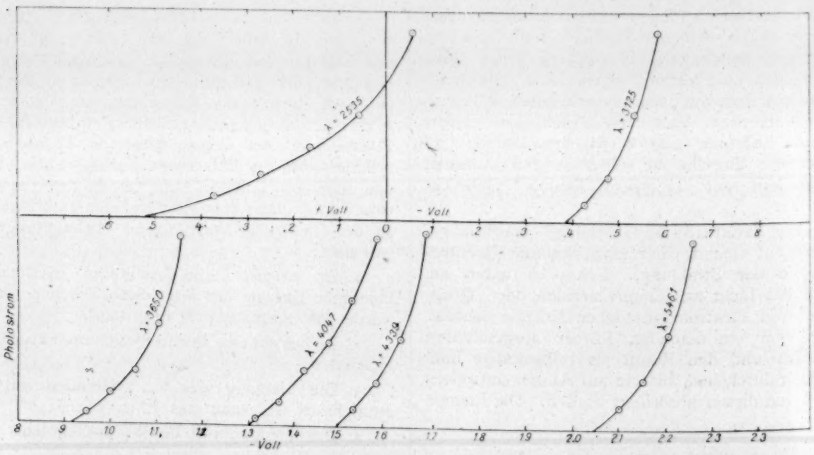


Fig. 3.

1) Millikan u. Winchester, Phys. Review **24**, 16, 1906; Phil. Mag. (6) **14**, [illegible] 907.

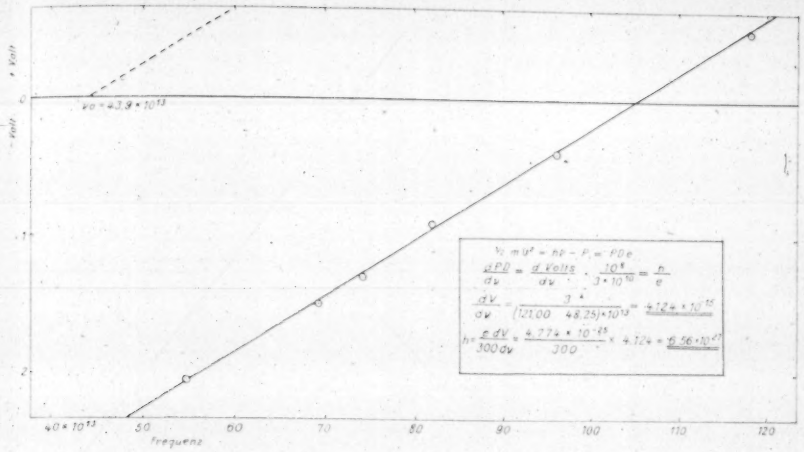


Fig. 4.

neue Oberflächen von K, Na, Li hergestellt werden durch Schaben im extremsten Vakuum und sofort nachher Photoströme und Kontaktpotentiale gemessen werden.

Auf den Beschauer zu gerichtet, hat die Röhre einen Ansatz (in der Figur nicht zu

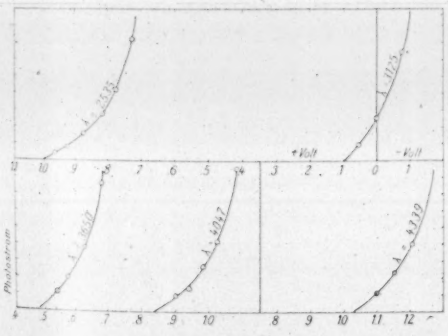


Fig. 5.

sehen), so daß das Rad W durch einen Elektromagneten ähnlich wie F und einen dritten Anker ähnlich M und M' gedreht werden kann. Die Zahlen für Li in Fig. 2 bestätigen Behauptung 1. Der Unterschied zwischen den Kurven I und II (die mit der Hg-Linie 4339 bekommen wurden) zeigt, wie die wahre Photostrom-Spannungskurve II völlig gefälscht wurde durch ein wenig zerstreutes kurzwelliges Licht (siehe I). Erst ein Askulinfilter, das alle Wellen kürzer als 4339 absorbiert, beseitigte dies.

Behauptungen 2 und 3 sind gestützt auf die Figuren 3 und 4. Die letztere stellt die Maximalspannungen von 3 abhängig von ν dar. Beide Figuren beziehen sich auf Messungen an Na, bei dem die Sättigungsströme 15—500 mal größer sind als die Stromwerte in Fig. 3. Letztere entsprechen einem Ausschlag von 80 mm pro 30 Sek.

Ähnliche Messungen an Li sind in Fig. 5 und 6 dargestellt. Der Mittelwert der Planckschen Konstanten, die so photoelektrisch bestimmt wird, kann einen Fehler größer als 0,5 Proz. nicht enthalten. Es ist:

$$h = 6{,}57 \cdot 10^{-27},$$

wenn der hier benützte e-Wert der des Autors $e = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$ ist.

Die Richtigkeit der Behauptung 4 ist in Fig. 6 gezeigt. Es fällt der Schnittpunkt $\nu_0 = 57{,}0 \cdot 10^{13}$ (gestrichelte Linie) zusammen mit dem direkt aus den Sättigungsströmen bestimmten Werten (siehe rechte Ecke von Fig. 6). Um den ν_0-Wert zu erhalten, wurde die V_0, ν-Gerade in Richtung der positiven Potentiale um den Wert des Kontaktpotentials verschoben. Im Falle des Na entspricht das $\nu_0 = 43{,}7 \cdot 10^{13}$ in Fig. 3 der Wellenlänge 0,68 μ. Eine direkte Bestimmung dieser langen Grenzwellenlänge für

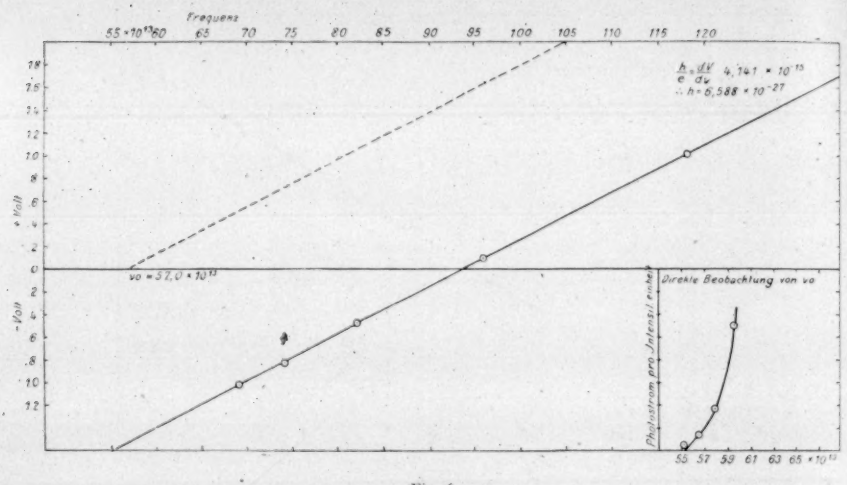


Fig. 6.

Na liefert Fig. 7; die Übereinstimmung ist eine völlige. Fig. 8 zeigt eine Bestimmung von h und ν_0 aus den Werten von Fig. 2.

Behauptung 5 wurde für zwei verschiedene Flächen, *Li* und *Na*, geprüft; das aus der Gleichung in 5 berechnete Kontaktpotential stimmte in jedem Falle mit dem direkt gefun-

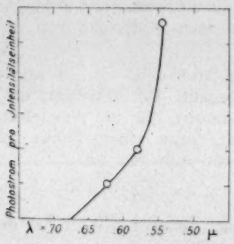


Fig. 7.

denen bis auf 2 Proz. Einzelheiten dieser Nachweise findet man in Physical Review[1]).

Satz 6 wurde in dieser Arbeit nicht untersucht, aber Schottky[2]) hat kürzlich die Kontaktpotentiale zwischen heißen Platten und kalten Zylindern bestimmt und gefunden, daß unter Berücksichtigung der Unsicherheit der Beobachtungen Übereinstimmung herrscht mit dem Kontaktpotential der Metalle bei gewöhnlicher Temperatur.

Es scheint also, soweit die experimentelle Untersuchung bis jetzt fortgeschritten ist, daß die Einsteinsche Gleichung die Energie der

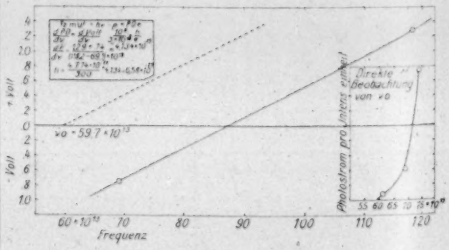


Fig. 8.

Elektronenemission bei Lichtbestrahlung exakt wiedergibt. Nichtsdestoweniger, erscheint mir die physikalische Theorie, auf die sich die Gleichung aufbaut, gänzlich unhaltbar. Sei dies, wie dem auch sei, jedenfalls sind die Ergebnisse des photoelektrischen Effekts, die hier vorgelegt sind, die beste Bestätigung für die Richtigkeit der fundamentalen Annahme der Quantentheorie, nämlich daß Energie von Elektronenoszillatoren

1) Millikan, Physical Review **2**, 143, 1913.
2) Schottky, Ann. d. Phys. **44**, 1011, 1914.

diskontinuierlich emittiert wird. Sie sind die unmittelbarsten und schlagendsten Beweise, die man bisher für die wirkliche physikalische Realität des Planckschen h erhalten hat.

Ryerson Physical Laboratory, University of Chicago.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übertragen von J. Engl.)

(Eingegangen 12. April 1916.)

Zur Theorie des Wechselstrom-Gleichstromeffektes und der elektrischen Nachwirkung im Wismut.

Von T. Heurlinger.

Für den Wechselstrom-Gleichstromeffekt, der bekanntlich in Wismutdrähten ausführlich untersucht, in Drähten aus Antimon und Tellur wenigstens nachgewiesen ist, und für die in denselben Elementen auftretende elektrische Nachwirkung liegt eine befriedigende Erklärung noch nicht vor[1]). Es scheint mir wenigstens als Vorarbeit notwendig, diejenigen Effekte annähernd zu berechnen und mit den beobachteten zu vergleichen, welche unter den betreffenden Versuchsbedingungen infolge der galvano- und thermomagnetischen Erscheinungen zu erwarten sind. Freilich wurde bekanntlich P. Lenard[2]) durch seine Versuche zu dem Schlusse geführt, daß diese Erscheinungen keinen zu berücksichtigenden Anteil an der von ihm entdeckten Widerstandsänderung haben. Nach der folgenden Berechnung sind aber bei genügend schlechter äußerer Wärmeleitung ein Wechselstromeffekt und eine elektrische Nachwirkung von durchaus derselben Größenordnung wie die beobachteten zu erwarten. Eine Vermutung über die Ursache dieses Widerspruchs wird unten ausgesprochen. Messungen, welche sowohl eine schärfere Prüfung der Theorie als eine Aufklärung dieses Punktes ermöglichen sollen, sind im hiesigen Institute in Vorbereitung.

I. Berechnung der theoretisch zu erwartenden Effekte.

1. Zunächst werden wir die Voraussetzungen und die zu lösenden Probleme formulieren. — Wir betrachten einen homogenen und isotropen, metallischen Leiter, der sich in einem homogenen Magnetfelde befindet[1]) und nehmen an, daß die stationäre Elektrizitäts- und Wärmeströmung durch folgende Gleichungen beschrieben werden kann:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial Z}{\partial y}-\frac{\partial Y}{\partial z}&=0,\\ \frac{\partial X}{\partial z}-\frac{\partial Z}{\partial x}&=0,\\ \frac{\partial Y}{\partial x}-\frac{\partial X}{\partial y}&=0,\end{aligned}\right\} \tag{1}$$

$$\frac{\partial j_x}{\partial x}+\frac{\partial j_y}{\partial y}+\frac{\partial j_z}{\partial z}=0, \tag{2}$$

$$Xj_x+Yj_y+Zj_z-\left(\frac{\partial W_x}{\partial x}+\frac{\partial W_y}{\partial y}+\frac{\partial W_z}{\partial z}\right)=0, \tag{3}$$

$$\left.\begin{aligned}X&=a_{11}j_x+a_{12}\frac{\partial u}{\partial x}-b_{11}j_y-b_{12}\frac{\partial u}{\partial y},\\ Y&=a_{11}j_y+a_{12}\frac{\partial u}{\partial y}+b_{11}j_x+b_{12}\frac{\partial u}{\partial x},\\ Z&=a'_{11}j_z+a'_{12}\frac{\partial u}{\partial z},\\ W_x&=a_{21}j_x+a_{22}\frac{\partial u}{\partial x}-b_{21}j_y-b_{22}\frac{\partial u}{\partial y},\\ W_y&=a_{21}j_y+a_{22}\frac{\partial u}{\partial y}+b_{21}j_x+b_{22}\frac{\partial u}{\partial x},\\ W_z&=a'_{21}j_z+a'_{22}\frac{\partial u}{\partial z}.\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Es ist hier vorausgesetzt, daß die z-Achse in der Richtung der magnetischen Feldstärke liegt, und es bedeuten: u die Temperatur (relativ zur Umgebung), $X, Y, Z, j_x, j_y, j_z, W_x, W_y, W_z$ die Komponenten der elektrischen Feldstärke, der elektrischen Stromdichte und der Dichte des Wärmestroms. Die Koeffizienten in (4) sind Funktionen der absoluten Temperatur (T), der magnetischen Feldstärke (H) sowie der chemischen Natur des Leiters[2]).

An der Oberfläche kann angenommen werden:

1) Eine Übersicht über die wichtigste Literatur findet sich in den Dissertationen von R. Seidler und J. Geipel (Leipzig 1909 und 1911). Siehe auch J. Brentano (Diss. München 1914).

2) P. Lenard, Wied. Ann. **39**, 619, 1890.

1) Von dem mit der Elektrizitätsströmung verknüpften Magnetfelde sehen wir ab.

2) Vgl. T. Heurlinger, Ann. d. Phys. **48**, 84, 1915. Die Gleichungen des isothermen Halleffektes sind bekanntlich ausführlich untersucht; siehe z. B. F. Koláček (Ann. d. Phys. **39**, 1491, 1912), wo die ältere Literatur zitiert wird, ferner O. Corbino (Cim. **9**, 13, 1915) und V. Volterra, ibid. 23. Einen Fall von kombinierter Elektrizitäts- und Wärmeströmung hat L. Boltzmann (Wied. Ann. **31**, 755, 1887) annähernd behandelt.

$$j_n = 0, \tag{5}$$

$$W_n = hu, \tag{6}$$

wo h eine positive Funktion von T und u, n die vom Leiter nach außen gezogene Normale bedeutet.

Die folgenden Berechnungen beziehen sich auf einen Draht von kreisförmigem Querschnitt (Radius R) und so schwacher Krümmung, daß er als Zylinder (parallel der x-Achse) betrachtet werden kann. Wir werden die Elektrizitäts- und Wärmeströmung in drei verschiedenen Fällen untersuchen: 1. während eine konstante Spannung zwischen den Endflächen des Drahtes herrscht (bei Gleichstrom), 2. nach dem Ausschalten des Gleichstromes, 3. während eine sinusförmige Wechselspannung zwischen den Enden des Drahtes herrscht. Durch geeignete Zu- und Abfuhr von Wärme an den Endflächen sei bewirkt, daß der Temperaturgradient in der Längsrichtung des Drahtes ohne Bedeutung wird. Statt die Randbedingungen an den Endflächen einzuführen, können wir dann von x unabhängige Lösungen suchen. Wir können nämlich den Draht als so lang und dünn voraussetzen, daß die komplizierten Verhältnisse in der Nähe der Endflächen ohne Bedeutung werden.

Bei der Untersuchung der nicht stationären Strömung in den Fällen 2 und 3 ersetzen wir (3) durch:

$$Dc\frac{\partial u}{\partial t} = Xj_x + Yj_y + Zj_z - \left(\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} + \frac{\partial W_z}{\partial z}\right), \tag{7}$$

wo D die Dichte, c die spezifische Wärme bedeutet, behalten aber die übrigen Gleichungen unverändert bei, d. h. betrachten den Zustand als stationär in elektrodynamischer Hinsicht. Die Berechnungen im Falle 3 gelten deshalb nur für niedrige Frequenzen, was für unseren Zweck völlig ausreicht. Ferner können wir im Falle 2 nicht die rasch veränderliche Spannung während der ersten Momente nach dem Ausschalten der Stromquelle untersuchen. Diese wird aber auch nicht beobachtet und ist ohne Interesse.

2. Wir machen jetzt einige Umformungen, welche für alle drei Fälle gelten. — Da alle Größen unabhängig von x sind, ist X nach (1) auch unabhängig von y und z. (2) und (5) werden befriedigt durch:

$$j_y = \frac{\partial v}{\partial z}, \quad j_z = -\frac{\partial v}{\partial y}$$

und

$$v = 0 \text{ für } r = R, \tag{8}$$

wenn $r = \sqrt{y^2 + z^2}$. Da $\partial u / \partial x = 0$, folgt aus (4):

$$a_{11} j_x = X + b_{11}\frac{\partial v}{\partial z} + b_{12}\frac{\partial u}{\partial y}, \tag{9}$$

$$\left.\begin{aligned} Y &= a''_{11}\frac{\partial v}{\partial z} + a''_{12}\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{b_{11}}{a_{11}}X, \\ Z &= -a'_{11}\frac{\partial v}{\partial y} + a'_{12}\frac{\partial u}{\partial z}, \\ W_y &= a''_{21}\frac{\partial v}{\partial z} + a''_{22}\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{b_{21}}{a_{11}}X, \\ W_z &= -a'_{21}\frac{\partial v}{\partial y} + a'_{22}\frac{\partial u}{\partial z}, \end{aligned}\right\}$$

wo:

$$a''_{12} = a_{11} + \frac{b_{11}b_{11}}{a_{11}}, \quad a''_{21} = a_{21} + \frac{b_{21}b_{11}}{a_{11}}$$

$$a''_{11} = a_{12} + \frac{b_{11}b_{12}}{a_{11}}, \quad a''_{22} = a_{22} + \frac{b_{21}b_{12}}{a_{11}}.$$

Sind die elektrische Feldstärke und der Querschnitt hinreichend klein, so werden die Temperaturunterschiede im Querschnitt so klein, daß die Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten vernachlässigt werden kann. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich durch Einsetzen in (1), (7), (6):

$$a'_{11}\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + a''_{11}\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + (a''_{12} - a'_{12})\frac{\partial^2 u}{\partial y \partial z} = 0, \tag{10}$$

$$\begin{aligned} Dc\frac{\partial u}{\partial t} = &- a''_{22}\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - a'_{22}\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ &- (a''_{21} - a'_{21})\frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} + \frac{1}{a_{11}}X^2 + a'_{11}\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 \\ &+ a''_{11}\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + a''_{12}\frac{\partial v}{\partial z}\frac{\partial u}{\partial y} - a'_{12}\frac{\partial v}{\partial y}\frac{\partial u}{\partial z} \\ &+ 2\frac{b_{11}}{a_{11}}X\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{b_{12}}{a_{11}}X\frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \tag{11}$$

und für $r = R$:

$$\begin{aligned} &\left[a''_{21}\frac{\partial v}{\partial z} + a''_{22}\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{b_{21}}{a_{11}}X\right]\frac{y}{R} \\ &+ \left[-a'_{21}\frac{\partial v}{\partial y} + a'_{22}\frac{\partial u}{\partial z}\right]\frac{z}{R} = hu, \end{aligned} \tag{12}$$

oder mit Rücksicht auf (8):

$$-a''_{22}\frac{\partial u}{\partial r} + hu - \frac{b_{21}}{a_{11}}X\frac{y}{R} \tag{12'}$$

$$+ (a''_{22} - a'_{22})\frac{\partial u}{\partial z}\cdot\frac{z}{R} + (a'_{21} - a''_{21})\frac{\partial v}{\partial y}\cdot\frac{z}{R} = 0,$$

während aus (9) folgt:

$$a_{11}\overline{j_x} = X + b_{12}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right), \tag{13}$$

wo $\overline{j_x}$ und $\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)}$ die über den Querschnitt genommenen Mittelwerte von j_x und $\frac{\partial u}{\partial y}$ bezeichnen.

Wir suchen angenäherte Lösungen der Gleichungen (8), (10) bis (13), welche den drei formulierten Problemen entsprechen.

3. Bei Gleichstrom sind alle Größen von t unabhängig, X ist bekannt. Wir machen den Ansatz:

$$u = \sum_1^\infty u_n X^n, \quad v = \sum_1^\infty v_n X^n$$

und erhalten nach Einsetzen in (8), (10) bis (12) Systeme von linearen partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung mit Randbedingungen, woraus die u_n und v_n sukzessive bestimmt werden können. Man verifiziert leicht, daß alle Bedingungen befriedigt werden durch:

$$u = \frac{b_{21}}{a_{11}(k+Rh)} yX + (A + By^2 + Cz^2)X^2 + (Ey + Fyz^2 + Gy^3)X^3 + \ldots,$$
$$v = (r^2 - R^2) Dz X^3 + \ldots,$$

wo die Koeffizienten $A, \ldots G$ durch Gleichungen ersten Grades bestimmt werden und k für $-a''_{22}$ geschrieben ist, um anzudeuten, daß diese Größe die Rolle der inneren Wärmeleitfähigkeit spielt. Bei Vernachlässigung von Rh/k und Größen, die nach der Erfahrung beim Wismut klein sind, wird:

$$\overline{\left(\frac{\partial u_3}{\partial y}\right)} = -\frac{b_{12} R^2}{8(ka_{11})^2}.$$

Also wird nach (13) annähernd:

$$a_{11}\overline{j_x} = X\left[1 + \frac{b_{12}b_{21}}{a_{11}(k+Rh)} - \frac{1}{8}\left(\frac{b_{12}XR}{ka_{11}}\right)^2\right]. \tag{14}$$

Das zweite und dritte Glied in den Klammern wachsen etwa in derselben Weise mit H. Eine Schätzung unter Benutzung der Messungen von H. Zahn[1]) lehrt, daß im Wismut bei 10000 Gauß das dritte Glied p Proz. von dem ersten erreicht, wenn

$$XR \geq 0{,}1\sqrt{p} \text{ (Volt)}.$$

Hiermit haben wir indessen nur eine obere Grenze des Gebietes erhalten, in welchem $\overline{j_x}$ und X proportional sind. Die Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten kann Störungen von derselben Größenordnung hervorrufen.

Werden Rh/k und das dritte Glied vernachlässigt, so wird:

$$X = \left(a_{11} + \frac{b_{12}b_{21}}{a_{22}}\right)\overline{j_x},$$

oder mit einer zu unserem Zweck hinreichenden Genauigkeit:

$$X = (a_{11} + PQH^2)\overline{j_x} = \varrho^{(gl)}\overline{j_x}, \tag{14'}$$

wo P und Q die Koeffizienten des transversalen galvanomagnetischen Temperatureffektes, bzw. thermomagnetischen Potentialeffektes sind. Nach der hier gewählten Definition des Vorzeichens von PQ ist $PQ < 0$ beim Wismut.

4. Wird die Stromquelle ausgeschaltet, so fällt $\overline{j_x}$ auf Null herab, und zwar können wir annehmen, daß $\overline{j_x}$ schon nach einer Zeit, während welcher die Temperaturverteilung merklich unverändert bleibt, vernachlässigt werden kann. Die X-Komponente der Feldstärke, die Temperatur und die Stromfunktion zur Zeit t nach diesem Momente seien $X^{(t)}$, $u^{(t)}$, $v^{(t)}$, während X, u, v dieselbe Bedeutung wie vorher haben mögen. Wie diese befriedigen $X^{(t)}$, $u^{(t)}$, $v^{(t)}$ die Gleichungen (8), (10), (11), (12'), und nach (13) wird:

$$X^{(t)} = -b_{12}\overline{\left(\frac{\partial u^{(t)}}{\partial y}\right)}. \tag{15}$$

Außerdem ist:

$$u^{(t)} = u, \; v^{(t)} = v.$$

Wir machen den Ansatz:

$$u^{(t)} = \sum_1^\infty u_n^{(t)} X^n, \; v^{(t)} = \sum_1^\infty v_n^{(t)} X^n.$$

(15) gibt dann mit Rücksicht auf die Symmetrie:

$$X^{(t)} = -b_{12}\sum_1^\infty \overline{\left(\frac{\partial u^{(t)}_{2n-1}}{\partial y}\right)} X^{2n-1}. \tag{15'}$$

Wir beschränken uns auf die Berechnung des ersten Gliedes im Ausdruck für $X^{(t)}$, welches bei genügend kleiner Feldstärke allein zur Geltung kommt. Eine weitere Annäherung (die ohne Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten illusorisch wäre) hat vorläufig wenig Interesse.

Zur Bestimmung von $u_1^{(t)}$ und $v_1^{(t)}$ erhalten wir die Gleichungen:

$$a'_{11}\frac{\partial^2 v_1}{\partial y^2} + a''_{11}\frac{\partial^2 v_1^{(t)}}{\partial z^2} + (a''_{12} - a'_{12})\frac{\partial^2 u_1^{(t)}}{\partial y \partial z} = 0, \tag{16}$$

1) H. Zahn, Ann. d. Phys. **14**, 886, 1904.

$$\frac{1}{a^2}\frac{\partial u_1^{(t)}}{\partial t} = \frac{\partial^2 u_1^{(t)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1^{(t)}}{\partial z^2} + \frac{a'_{22} - a''_{22}}{a''_{22}}\frac{\partial^2 u_1^{(t)}}{\partial z^2} + \frac{a''_{21} - a'_{21}}{a''_{22}}\frac{\partial^2 v_1^{(t)}}{\partial y \partial z}, \quad (17)$$

wo $a^2 = k\,Dc = -a''_{22}/Dc$,

und für $r = R$:

$$v_1^{(t)} = 0, \quad (18)$$

$$k\frac{\partial u_1^{(t)}}{\partial r} + h u_1^{(t)} + \frac{b_{12}b_{21}}{a_{11}}\left(\frac{\partial u_1^{(t)}}{\partial y}\right)\cdot\frac{y}{R} + (a''_{22} - a'_{22})\frac{\partial u_1^{(t)}}{\partial z}\cdot\frac{z}{R} + (a'_{21} - a''_{21})\frac{\partial v_1^{(t)}}{\partial y}\cdot\frac{z}{R} = 0, \quad (19)$$

und für $t = 0$:

$$u_1^{(t)} = \frac{b_{21}\,y}{a_{11}(k + Rh)}, \quad v_1^{(t)} = 0.$$

Wäre $(a''_{21} - a'_{21})(a''_{12} - a'_{12})/a''_{22}a'_{11}$ gleich Null, so würden die letzten Glieder in (17) und (19) verschwinden, entweder durch ihre Koeffizienten oder weil $v_1^{(t)}$ selbst verschwinden würde. Da diese Größe zwar nicht gleich Null, aber klein ist, werden wir den Einfluß der genannten Glieder auf $u_1^{(t)}$ vernachlässigen. Ersichtlicherweise ist es ferner berechtigt, in der ersten Näherung die mit dem kleinen Faktor $(a'_{22} - a''_{22})/a''_{22}$ behafteten Glieder zu vernachlässigen. Den hierdurch vereinfachten Gleichungen genügt die im ganzen Querschnitte reguläre Funktion:

$$u_1^{(t)} = \frac{b_{21}\,y}{a_{11}(k + Rh)}\cdot\frac{R}{r}\sum_1^\infty \left[\frac{2(1+\alpha)}{\lambda_n^2 - 1 + \alpha^2} \cdot \frac{J_1\left(\frac{r}{R}\lambda_n\right)}{J_1(\lambda_n)} e^{-\frac{a^2\lambda_n^2 t}{R^2}} \right], \ (t > 0),$$

die sich etwa durch Superposition von Partikularlösungen ergibt. Es bedeuten hier: J_1 die Besselsche Funktion erster Ordnung, $\lambda_1, \lambda_2, \ldots$ die positiven Wurzeln der Gleichung

$$x\frac{dJ_1(x)}{dx} + \alpha J_1(x) = 0,$$

und es ist

$$\alpha = \frac{Rh}{k} + \frac{b_{12}b_{21}}{a_{11}k}, \ (\text{also } \alpha > -1).$$

Aus (15′) folgt:

$$\frac{X^{(t)}}{X^{(e)}} = \sum_1^\infty \frac{2(1+\alpha)}{\lambda_n^2 - 1 + \alpha^2} e^{-\frac{a^2\lambda_n^2 t}{R^2}}, \quad (20)$$

$$X^{(e)} = -\frac{b_{12}b_{21}}{a_{11}(k + Rh)}X. \quad (21)$$

Bei Vernachlässigung von Rh/k und α wird

$$\frac{X^{(t)}}{X^{(e)}} = \sum_1^\infty \frac{2}{\lambda_n^2 - 1} e^{-\frac{a^2\lambda_n^2 t}{k^2}}, \quad (20')$$

$$X^{(e)} = -\frac{b_{12}b_{21}}{a_{11}k}X,$$

wo $\lambda_1, \lambda_2 \ldots$ die positiven Wurzeln der Gleichung

$$\frac{dJ_1(x)}{dx} = 0$$

sind. Beim Vergleich mit dem beobachteten Effekte werden wir (20′) benutzen und

$$X^{(e)} = PQH^2\bar{j}_x \quad (21')$$

setzen, wo $\bar{j}_x$ die mittlere Dichte des Gleichstromes bedeutet.

5. Es sei jetzt:

$$X^{(w)} = X_0 \sin nt,$$

wo $X^{(w)}$ die X-Komponente der Feldstärke, X_0 eine gegebene Konstante bedeutet[1]). Bezeichnet $u^{(w)}$ die Temperatur, $v^{(w)}$ die Stromfunktion, so gelten die Gleichungen (8), (10)—(13), wenn X, u, v mit $X^{(w)}$, $u^{(w)}$, $v^{(w)}$ vertauscht werden. Wir machen den Ansatz:

$$u^{(w)} = \sum_1^\infty u_n^{(w)} X_0^n, \ v^{(w)} = \sum_1^\infty v_n^{(w)} X_0^n$$

und beschränken uns auf eine angenäherte Berechnung der ersten Glieder. Unter denselben Vernachlässigungen wie im vorigen Falle genügt $u_1^{(w)}$ der Gleichung

$$\frac{1}{a^2}\frac{\partial u_1^{(w)}}{\partial t} = \frac{\partial^2 u_1^{(w)}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1^{(w)}}{\partial z^2}$$

mit der Randbedingung

$$k\frac{\partial u_1^{(w)}}{\partial r} + h u_1^{(w)} - \frac{b_{21}\,y}{a_{11}R}\sin nt = 0, \text{ für } r = R.$$

Unter Berücksichtigung, daß $u_1^{(w)}$ für $r = 0$ endlich sein muß, ergibt sich

$$u_1^{(w)} = \mathfrak{Im}(U), \quad (22)$$

wo

$$U = \frac{b_{21}}{a_{11}}\cdot\frac{y}{r}\cdot\frac{J_1\left(\frac{r}{a}\sqrt{-ni}\right)e^{int}}{k\frac{d}{dR}J_1\left(\frac{R}{a}\sqrt{-ni}\right) + hJ_1\left(\frac{R}{a}\sqrt{-ni}\right)}. \quad (23)$$

Bei der Diskussion beschränken wir uns auf den Fall $\frac{Rh}{k} << 1$, wo das zweite Glied im Nenner vernachlässigt werden kann. Dann wird

1) Der Buchstabe n kommt also in zwei Bedeutungen vor: als Frequenz und als Summationsvariabel.

$$\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right) = \frac{b_{21}}{a_{11}k}\,\eta\, e^{int},$$

wo

$$\eta = \eta_r + i\eta_i = \frac{J_1\left(\frac{R}{a}\sqrt{-ni}\right)}{R\,\frac{d}{dR}J_1\left(\frac{R}{a}\sqrt{-ni}\right)},$$

und nach (13)

$$a_{11}\bar{j}_x = \Im\mathrm{m}\left[X_o e^{int}\left(1 + \frac{b_{12}b_{21}}{a_{11}k}\,\eta\right)\right]. \quad (24)$$

Verändert man den Nullpunkt der Zeit so, daß

$$\bar{j}_x = j_o \sin nt,$$

so läßt sich (24) annähernd schreiben:

$$X^{(w)} = \varrho^{(gl)} j_o \sin nt + PQH^2 j_o[(\eta_r - 1)\sin nt + \eta_i \cos nt]. \quad (25)$$

Hieraus folgt:

$$\lim_{n=\infty}(\varrho^{(w)} - \varrho^{(gl)}) = -PQH^2, \quad (26)$$

wenn $\varrho^{(w)}$ den spezifischen Ohmschen Widerstand für Wechselstrom bedeutet. Unsere Berechnung setzt aber voraus, daß n nicht so groß wird, daß der Hauteffekt hereinspielt.

In der folgenden Tabelle sind einige Werte von $1 - \eta_r$, η_i, und $\varphi = \operatorname{arc\,tg}\frac{\eta_i}{1-\eta_r}$ zusammengestellt. Sie sind mit Hilfe einer von M. Maclean und J. Zenneck stammenden Tabelle[1]) über $q\frac{\sqrt{-i}}{2}J_o(q\sqrt{-i})/J_1(q\sqrt{-i})$ berechnet.

Tabelle I.

nR^2/a^2	$1-\eta_r$	$-\eta_i$	$\varphi - 90^0$
1,00	+ 0,059	+ 0,235	+ 14°,0
2,25	0,256	0,393	33,1
4,00	0,489	0,423	49,1
6,25	0,650	0,370	60,4
9,00	0,740	0,302	67,8
12,25	0,700	0,249	72,5
16,00	0,820	0,210	75,6
20,25	0,841	0,182	77,8
25,00	0,857	0,161	79,4
30,25	0,870	0,145	80,6
36,00	0,881	0,131	81,5
64,00	0,911	0,096	84,0
100,00	0,928	0,076	85,3

Die wesentlichen Resultate der vorstehenden Berechnungen sind in den Gleichungen (14), (20), (21), (22), (23) enthalten. Im folgenden benutzen wir die spezielleren und weniger genauen Gleichungen (14′), (20′), (21′), (25), (26).

1) E. Jahnke und F. Emde, Funktionentafeln mit Formeln und Kurven, (B. G. Teubner, 1909), Tafel XXI.

II. Vergleich mit den beobachteten Effekten.

6. Durch die vorstehende Theorie können natürlich bestenfalls nur die durch ein transversales Magnetfeld hervorgerufenen Effekte erklärt werden. Von einer Theorie, die sich auf homogene und isotrope Leiter beschränkt, kann indessen nicht mehr verlangt werden. Die ohne Magnetfeld und im longitudinalen Magnetfelde bestehende elektrische Nachwirkung existiert nämlich nach R. Seidler und J. Geipel nicht in Drähten aus möglichst homogenem und quasiisotropem Wismut. Daß dasselbe auch für den Wechselstromeffekt gilt, ist freilich nicht erwiesen, aber nach der Analogie wahrscheinlich. Für das folgende kommen nur die Messungen in Betracht, bei welchen der vom transversalen Magnetfelde hervorgerufene Effekt wenigstens eine überwiegende Rolle spielte.

Zunächst bemerken wir, daß die gemessenen Potentialdifferenzen in Übereinstimmung mit den berechneten der Drahtlänge und — innerhalb gewisser Grenzen — der Stromdichte proportional sind, und daß die Widerstandsänderung mit wachsender Frequenz sich einem Grenzwert zu nähern scheint. Im Wismut haben ferner die elektrische Nachwirkung, die Widerstandsänderung und die Phasenverschiebung das von der Theorie geforderte Vorzeichen ($PQ < 0$). Im Antimon und Tellur gilt dasselbe wenigstens für die elektrische Nachwirkung (nach Geipel, l.c.).

Daß bei gewöhnlicher Temperatur die aus (21′) und (26) berechneten Werte der elektrischen Nachwirkung $X^{(w)}$ und der Widerstandsänderung im Wismut wenigstens der Größenordnung nach mit den beobachteten übereinstimmen, geht aus Tabelle II hervor.

Die in der ersten Reihe der Tabelle berechnete Widerstandsänderung sollte ersichtlich gleich dem Unterschied zwischen dem Gleichstromwiderstand bei guter und bei schlechter äußerer Wärmeleitung sein. In den Versuchen von P. Lenard war aber dieser Unterschied verschwindend klein, und hierin liegt die erwähnte Diskrepanz. Es scheint indessen möglich, anzunehmen, daß die von Lenard erreichte Veränderung von der äußeren Wärmeleitung nicht genügend groß war, um diesen Unterschied hervortreten zu lassen. Daß bei Messungen in Luft Rhk gegen 1 vernachlässigt werden kann, wie in (21′) und (26) vorausgesetzt wurde, scheint nach vorliegenden Messungen über die äußere Wärmeleitfähigkeit von Drähten plausibel.[1])

1) Siehe z. B. die Übersicht bei Weinreich, Zeitschr. für Math. u. Phys. Hft. 1, 1914.

Tabelle II.

$10^{-3}\,H$ (Gauß)	0	2	4	6	8	10	12	14	16	Herkunft der Daten
$-10^2 PQH^2/\varrho_0$	0	—	+0,1	+0,3	+0,8	+1,3	—	—	—	H. Zahn, Ann. d. Ph. **14**, 886, 1904
$-10^2 X^{(\sigma)}/\varrho_0 j_x$	−0,04	—	+0,1	+0,3	+0,5	+0,8	—	—	—	R. Seidler, l. c. Tab. 50
	−0,05	0	+0,05	+0,4	+1,05	+1,8	+2,9	+4,4	+6,0	J. Geipel, l. c. Tab. XXXVI
$10^2 \frac{\varrho^{(w)}-\varrho^{(gl)}}{\varrho_0}$	−0,2	—	—	0	+0,8	+2,3	+3,8	+5,4	+7,0	P. Lenard, l. c.
	−0,5	−0,4	−0,1	+0,3	+0,7	+(1,4)	+(2,6)	+4,6	+7,0	K. Bamberger, Diss. 1901

ϱ_0 = spezif. Gleichstromwiderstand für $H = 0$. — Viele der Zahlen sind interpoliert, einige nur unsicher bestimmbare in Klammern geschrieben. — $X^{(\sigma)}/\varrho_0 j_x$ habe ich mit Hilfe der angegebenen Reduktionsfaktoren aus den Galvanometerablesungen berechnet. Von den bei Seidler sich widersprechenden Angaben über den Reduktionsfaktor dürften die in Tab. 9 die richtigen sein.

Die Temperaturkoeffizienten der Widerstandsänderung und der elektrischen Nachwirkung sind in der folgenden Tabelle mit dem theoretisch berechneten Werte zusammengestellt.

Tabelle III.

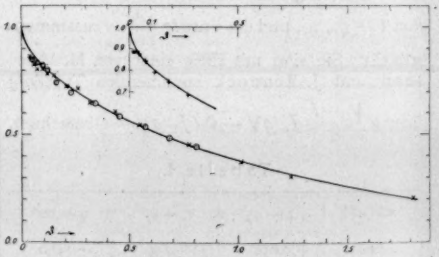
A	$10^2 \frac{\Delta A}{A \Delta T}$	Intervall	Herkunft der Daten
$\varrho^{(w)}-\varrho^{(gl)}$	−2	$0^0 - 40^0$	G. Simpson, Ph. Mag. **4**, 1902.
X^0/j_x	−2,3	$0^0 - 17^0$	J. Geipel, l. c. Tab. XLIII.
	−0,8	$0^0 - 18^0$	„ „ „ XLV.
PQH^2	−2,3	$15^0 - 35^0$	H. Zahn, l. c.

Bei tiefer Temperatur zeigen die Kurven über die Temperaturabhängigkeit der Widerstandsänderung (Simpson, l. c.) und der elektrischen Nachwirkung (Geipel) einen ähnlichen charakteristischen Verlauf. Daten zur Berechnung von PQ in diesem Gebiete sind mir nicht bekannt.

Im Antimon ist nach Messungen von H. Zahn[1]) über P und Q: $-PQH^2/\varrho_0 = 0{,}02$ Proz. bei 15000 Gauß (extrapoliert), während Geipel eine elektrische Nachwirkung von 0,07 Proz. gefunden hat. Obgleich eine Schätzung beim Tellur wenig Wert hat, sei erwähnt, daß mit $1/\varrho_0 = 1{,}7 \cdot 10^{-7}$ (entsprechend $Te\omega$)[2]) und den in H. Zahns[3]) Bericht angeführten Werten von P und Q sich ergibt: $-PQH^2/\varrho_0 = 0{,}8$ Proz. bei 26000 Gauß, während Geipel die Größenordnung zu 0,1 Proz. angibt. In den ferromagnetischen Elementen, wo der Wechselstromeffekt ohne Erfolg gesucht worden ist, erreicht auch der berechnete Effekt keinen meßbaren Betrag.

7. In Übereinstimmung mit der Theorie ist nach Seidler und Geipel der zeitliche Verlauf der Nachwirkung merklich unabhängig von der magnetischen Feldstärke und der primären Stromstärke. Die Form der Abklingungskurve ist im großen und ganzen die einer e^{-ct}-Kurve; sie zeigt jedoch, wie die Theorie fordert, im Anfang eine Abweichung im Sinne größerer Abklingungsgeschwindigkeit.

Der Versuch, einige empirische Abklingungskurven durch Veränderung des Maßstabes mit der theoretischen Kurve zur Deckung zu bringen (Figur), führte zu Werten von $\tau = 0{,}0661 \frac{R^2}{a^2}$ (= der theoretischen Halbierungszeit), welche in Tab. IV mit den unter der Annahme $a^2 = 0{,}0655$ ($\mathrm{cm^2\,sek^{-1}}$)[1]) berechneten zusammengestellt sind.



Beide Kurven stellen die Funktion

$$f(\vartheta) = \sum_1^\infty \frac{2}{\lambda_n^2 - 1} e^{-\lambda_n^2 \vartheta \cdot 10^{-16} \log e}$$

dar, wo λ_n die positiven Wurzeln von $\mathcal{J}_1(x) = 0$ sind. (Die kleinsten dieser Wurzeln sind von Lord Rayleigh, Phil. Mag. Nov. 1872 berechnet.) Die markierten Punkte entsprechen beobachteten Werten der elektrischen Nachwirkung, entnommen von R. Seidler, l. c. Tab. 50 (×) Tab. 51, *H.—B.* Draht, Probe II (⊙), J. Geipel, l. c. Tab. XL, Draht XII (+). Es wurde eine kleine Korrektion wegen des ohne Magnetfeld bestehenden Effektes angebracht.

Tabelle IV.

$2R$ mm		0,3	0,4	0,5
$10^3\,\tau$ Sek.	empirisch	0,55	1,10	1,38
	theoret.	0,52	0,93	1,45

1) H. Zahn, Ann. d. Phys. **14**, 886, 1904.
2) W. Haken, Ann. d. Phys. **32**, 291, 1910.
3) H. Zahn, Jahrb. d. Rad. u. El. **5**, 166, 1908.

1) E. Giebe, Verh. d. D. Phys. Ges. **5**, 60, 1903.

Die Übereinstimmung ist überraschend gut, das Material aber zu gering, um sie sicherzustellen. (Die übrigen von Seidler und Geipel untersuchten Drähte konnten nicht in Betracht kommen, entweder wegen Störungen durch den außerhalb des Magnetfeldes bestehenden Effekt und vermutlicher Heterogenität, oder weil Daten zur Berechnung des Querschnitts fehlen.) Von der vorstehenden Theorie abgesehen liegt kein Grund vor, weshalb die miteinander verglichenen Zahlen auch nur der Größenordnung nach übereinstimmen sollten.

Die Tabellen von Geipel (l. c.) lehren, daß der Temperaturkoeffizient der Abklingungsgeschwindigkeit, wie die Theorie fordert, negativ ist; eine quantitative Vergleichung ist wegen des unregelmäßigen Verlaufes der Abklingungskurven kaum möglich.

Aus den Messungen von P. Lenard (l. c.), B. Wolff[1]) und E. Schnorr v. Carolsfeld[2]) scheint hervorzugehen, daß der Drahtradius auf die Abhängigkeit des Widerstandes von der Frequenz einen Einfluß hat, welcher mit dem von der Theorie geforderten qualitativ übereinstimmt.

Zusammenfassung.

Infolge der galvano- und thermomagnetischen Erscheinungen sind im transversalen Magnetfelde ein Wechselstrom-Gleichstromeffekt und eine elektrische Nachwirkung von derselben Größenordnung wie die beobachteten zu erwarten. Die theoretisch zu erwartenden Effekte werden angenähert berechnet und mit den beobachteten verglichen. Dabei ergibt sich eine bemerkenswerte Übereinstimmung.

1) B. Wolff, Diss. Würzburg, 1897
2) E. Schnorr v. Carolsfeld, Diss. Leipzig, 1904.

Lund, April 1916.

(Eingegangen 17. April 1916.)

Bemerkungen zum Thomson-Effekt in glühenden Drähten.

Von Walter König.

Ich habe vor einigen Jahren Beobachtungen an elektrisch glühenden Drähten beschrieben, die ich als eine Erscheinungsform des Thomsoneffektes gedeutet habe[1]). Es ist mir gelegentlich in Gesprächen entgegengehalten worden, daß die beobachtete Erscheinung auch von dem Peltiereffekt herrühren könnte, der an der Berührungsstelle des glühenden Drahtes mit dem die Stromzuführung und zugleich die Abkühlung vermittelnden anderen Metalle eintritt. Daß die Wirkung nicht ausschließlich eine Peltierwirkung ist, geht aus dem Versuche hervor, der den Ausgangspunkt meiner Beobachtungen bildete: wenn eine durch einen elektrischen Strom zum Glühen erhitzte Platindrahtschleife mit ihrem unteren Teil in Wasser getaucht wird, so liegen auch hier die Punkte des beginnenden Glühens in dem herausragenden Teile auf den beiden vom Strom in entgegengesetzter Richtung durchflossenen Drahtteilen in verschiedenem Abstande von der Wasseroberfläche. Hier ist von einem Peltiereffekt nicht die Rede, da der Strom ja nur im Platin fließt. Aber es könnte wohl die Frage aufgeworfen werden, ob bei anderen Versuchsanordnungen, wenn z. B. die glühenden Drähte durch Eintauchen in Quecksilber statt in Wasser gekühlt, oder wenn sie zur Abkühlung und Stromzuführung in starke Kupferbolzen eingelötet sind, der Peltiereffekt mitwirkt und die beobachtete Wirkung wenigstens zum Teil auf seine Rechnung gesetzt werden muß. Allerdings sind die Bedingungen bei den von mir beschriebenen Versuchen derart, daß eine merkliche Mitwirkung des Peltiereffektes nicht wahrscheinlich ist; denn die Masse des die Wärme ableitenden Metalles ist gegenüber dem benutzten sehr dünnen Drahte so groß, daß von der an der Berührungsstelle entwickelten Wärme der größte Teil durch das zweite Metall abfließen muß. Doch erscheint eine nähere Prüfung der Frage auf alle Fälle geboten.

Ich will zunächst eine Abschätzung über den Anteil von Peltier- und Thomsonwirkung an der beobachteten Erscheinung auf Grund einer theoretischen Überlegung versuchen, die sich allerdings nur auf einen sehr vereinfachten und schematisierten Fall bezieht. Ein vollständiger Ansatz für die Wirkung des Thomson- und des Peltiereffektes in einem aus zwei Metallen bestehenden Stromleiter ist von P. Straneo gegeben worden[1]), ist aber auf meinen Fall nicht anwendbar, weil er auf der Voraussetzung beruht, daß die beiden Metalle Drähte von gleicher Dicke sind; auch ist in der schließlich gegebenen Lösung der Thomsoneffekt zur Vereinfachung vernachlässigt worden. Die Theorie des Herrn Straneo entspricht also eher dem Fall, den Herr Cermak an glühenden Drähten experimentell verwirklicht hat[2]). Eine andere Behandlung des Problems, die sich aber auf die Wirkung des Thomsoneffekts in stromdurchflossenen Leitern beschränkt,

1) W. König, diese Zeitschr. **11**, 913—915, 1910; Arch. de Gen. (4) **30**, 295—299, 1910.

1) P. Straneo, Rend. R. Acc. dei Linc. (5) **7**, 1. Sem. 346—353, 1898.
2) P. Cermak, diese Zeitschr. **14**, 1178—1179, 1913.

hat Herr W. Voigt gegeben[1]). Hier mögen die folgenden einfachen Betrachtungen genügen.

Es seien zwei verschiedene Metalle gegeben mit den Wärmeleitungsvermögen k_1 und k_2. Das erste habe die Form eines dünnen Drahtes vom Radius r_1, das zweite die Form einer Halbkugel vom Radius r_2, und es sei r_2 groß gegen r_1. Der Draht soll im Mittelpunkt der Halbkugel angelötet sein und auf ihrer ebenen Grenzfläche senkrecht stehen. Um möglichst einfache Verhältnisse zu haben, werde angenommen, daß der Draht seine Wärme an die Umgebung von der Temperatur t_1 nach dem Newtonschen Abkühlungsgesetz mit einem äußeren Wärmeleitungsvermögen h abgebe, daß die ebene Grenzfläche der Halbkugel für Wärme undurchlässig sei und die halbkugelförmige Begrenzung auf der Temperatur t_1 gehalten werde. Unter diesen vereinfachenden Annahmen soll zunächst berechnet werden, wie sich der Strom einer Wärmemenge Q, die in jeder Sekunde in der kleinen Berührungsfläche der beiden Metalle erzeugt werde, auf den Draht und die Halbkugel verteilt unter der Voraussetzung eines stationären Zustandes. Die beiden Anteile sollen mit q_1 und q_2 bezeichnet werden und die Temperatur der Berührungsstelle mit t_0. Im Draht ist alsdann die Temperaturverteilung durch die bekannte Formel

$$t = t_1 + (t_0 - t_1)\, e^{-z\sqrt{\frac{2h}{k_1 r_1}}},$$

gegeben, wenn z vom Kugelmittelpunkte aus die Drahtlänge zählt. In der Halbkugel kann die Temperaturverteilung, wenn man für die ganze sehr kleine Halbkugel vom Radius r_1 die Temperatur gleich der Endtemperatur t_0 des Drahtes annimmt, durch die Formel

$$t = t_1 + (t_0 - t_1)\,\frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2}\right)$$

dargestellt werden, die sich durch die Annahme eines sehr großen Wertes für r_2 vereinfachen läßt zu

$$t = t_1 + (t_0 - t_1)\,\frac{r_1}{r}.$$

Aus diesen beiden Ansätzen ergibt sich für den Wärmestrom an der Berührungsstelle von Draht und Halbkugel

$$q_1 = \pi r_1 \sqrt{2hk_1 r_1}\,(t_0 - t_1)$$

und

$$q_2 = 2\pi r_1 k_2 (t_0 - t_1).$$

Daraus folgt:

$$q_1/q_2 = \frac{\sqrt{2hk_1 r_1}}{2k_2}$$

und

$$t_0 = t_1 + \frac{Q}{\pi r_1 (2k_2 + \sqrt{2hk_1 r_1})}.$$

Man ersieht daraus, in welchem Maße das Verhältnis q_1/q_2 sich verkleinert, je kleiner r_1 und je größer k_2 gewählt wird.

Es soll nun ein Strom durch die Halbkugel und den Draht fließen und Joulesche Wärme in ihnen nach Maßgabe seiner Stromstärke i und der spezifischen Widerstände ω_1 und ω_2 der Materialien erzeugen. Außerdem soll im Draht Thomsonwärme erzeugt werden — der Koeffizient des Thomsoneffektes sei σ — während in der Halbkugel, wegen der geringen Temperaturdifferenzen, die bei guter Leitfähigkeit des Materials in ihr nur auftreten können, und um die Betrachtungen nicht zu sehr zu verwickeln, der Thomsoneffekt vernachlässigt werden soll. Die Stromrichtung werde positiv gerechnet, wenn der Strom von der Halbkugel zum Draht fließt, also im Draht in der Richtung der wachsenden z. An der Übergangsstelle endlich von der Halbkugel zum Draht soll eine Peltierwärme vom Betrage Πi entwickelt werden, positiv gerechnet, wenn der Strom von der Halbkugel zum Drahte fließt. Der Thomsoneffekt werde in der üblichen Weise positiv gerechnet, wenn der mit der Wärme fließende Strom Wärme erzeugt. Die Temperaturverteilung im Drahte ist dann durch die Gleichung bestimmt[1]):

$$t = t_m - (t_m - t_0)\, e^{-\alpha z},$$

in der t_m die Maximaltemperatur bedeutet, die für sehr große z-Werte im Drahte herrscht und die durch das Gleichgewicht von Stromwärme und Ausstrahlung nach der Gleichung:

$$t_m = t_1 + \frac{0{,}24\, i^2 \omega_1}{2h\pi^2 r_1^3}$$

gegeben ist. Die Größe α ist jetzt durch die Gleichung:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2h}{k_1 r_1} + \left(\frac{\sigma i}{2k_1 \pi r_1^2}\right)^2} - \frac{\sigma i}{2k_1 \pi r_1^2}$$

bestimmt. Die Temperaturverteilung in der Halbkugel ist durch die Gleichung dargestellt:

$$t = t_1 + (t_0 - t_1)\,\frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2}\right) + \frac{0{,}12\, i^2 \omega_2}{4\pi^2 k_2}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right)\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2}\right)$$

die, wenn wieder r_2 sehr groß gegen r_1 genommen wird, in die einfachere Gleichung übergeht:

1) W. Voigt, Nachr. d. Kgl. Ges. d. Wis. zu Göttingen, Math. phys. Kl. 1899, S. 228—239.

1) Vgl. E. Verdet, Théorie mécanique de la chaleur, Bd. II, S. 201, Paris 1870.

$$t = t_1 + (t_0 - t_1)\frac{r_1}{r} + \frac{0{,}12\, i^2 \omega_2}{4\pi^2 k_2}\cdot\frac{1}{r}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right).$$

In diesen Gleichungen ist noch unbestimmt die Temperatur t_0 der Lötstelle. Sie ist durch die Grenzbedingung an dieser Stelle gegeben, und diese besteht darin, daß die vom Draht aus der Grenzfläche zufließende Wärmemenge $\left(k_1 \pi r_1^2 \left(\frac{dt}{dz}\right)_{z=0}\right)$ vermehrt um die Peltierwärme (Hi) und um die in der kleinen Übergangshalbkugel vom Radius r_1 erzeugte Stromwärme (q') gleich der durch die Oberfläche der Übergangshalbkugel abfließenden Wärmemenge $\left(k_2 2\pi r_1^2 \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_1}\right)$ sein muß. Um für q' ohne umständliche Rechnungen einen gewissen Wert einsetzen zu können, werde q' gleich einem Bruchteil ε derjenigen Stromwärme gesetzt, die in einem Zylinder von der Grundfläche πr_1^2 und der Höhe r_1 aus dem zweiten Metall durch einen in Richtung der Achse fließenden Strom i erzeugt wird, also

$$q' = \varepsilon \cdot \frac{0{,}24\, i^2 \omega_2}{\pi r_1}.$$

Unter Berücksichtigung der Ansätze für die Temperaturverteilung im Draht und in der Halbkugel nimmt dann die Grenzbedingung die Form an:

$$k_1 \pi r_1^2 (t_m - t_0)\, a + Hi + \varepsilon \cdot \frac{0{,}24\, i^2 \omega_2}{\pi r_1} = 2\pi k_2 r_1 (t_0 - t_1) - \frac{0{,}12\, i^2 \omega_2}{2\pi r_1}.$$

Daraus ergibt sich

$$t_0 = \frac{k_1 \pi r_1^2 t_m a + k_2 2\pi r_1 t_1 + Hi + \frac{0{,}24\, i^2 \omega_2}{\pi r_1}\left(\varepsilon + \frac{1}{4}\right)}{k_1 \pi r_1^2 a + k_2 2\pi r_1}$$

oder unter Berücksichtigung der Gleichung für t_m

$$t_0 = \frac{\pi r_1^2 \left[k_1 a + 2h\frac{\omega_2}{\omega_1}\left(\varepsilon + \frac{1}{4}\right)\right] t_m + 2\pi r_1 \left[k_2 - h r_1 \frac{\omega_2}{\omega_1}\left(\varepsilon + \frac{1}{4}\right)\right] t_1 + Hi}{\pi r_1^2 k_1 a + 2\pi r_1 k_2}.$$

Führt man diesen Wert und denjenigen von a in die Gleichung für die Temperaturverteilung in dem Drahte ein, so erhält man schließlich:

$$t = t_m - \frac{2\pi r_1 \left[k_2 - h r_1 \frac{\omega_2}{\omega_1}\left(\varepsilon + \frac{1}{4}\right)\right](t_m - t_1) - Hi}{2\pi r_1 k_2 + \sqrt{2\pi^2 h k_1 r_1^3 + \left(\frac{6i}{2}\right)^2} - \frac{6i}{2}} \cdot e^{-z\sqrt{\frac{2h}{k_1 r} + \left(\frac{a}{2k}\right)^2 + \frac{a}{2k}}} \cdot$$

während ohne Thomson- und Peltiereffekt die Temperaturverteilung dargestellt wird durch

$$t = t_m - \frac{2\left[k_2 - h r_1 \frac{\omega_2}{\omega_1}\left(\varepsilon + \frac{1}{4}\right)\right](t_m - t_1)}{2k_2 + \sqrt{2hk_1 r_1}} e^{-z\sqrt{\frac{2h}{k_1 r}}}.$$

Der Peltiereffekt beeinflußt also nur den Faktor des Exponentialgliedes, während der Thomsoneffekt vor allem im Exponenten dieses Gliedes zur Wirkung kommt. Berücksichtigt man noch die Beziehung zwischen i und t_m, so kann man die Gleichung für t in der Form schreiben:

$$t = t_m - \frac{2\left[k_2 - h r_1 \frac{\omega_2}{\omega_1}\left(\varepsilon + \frac{1}{4}\right)\right](t_m - t_1) - H\sqrt{\frac{2hr_1}{0{,}24\,\omega_1}(t_m - t_1)}}{2k_2 + \sqrt{2hk_1 r_1 + \frac{6^2 h r_1}{0{,}48\,\omega_1}(t_m - t_1)} - \frac{6}{2}\sqrt{\frac{2hr_1}{0{,}24\,\omega_1}(t_m - t_1)}} \cdot e^{-az}.$$

Stellt man also Versuche mit verschiedenen Drahtdicken an, und regelt den Strom jedesmal so, daß die gleiche Maximaltemperatur t_m des Drahtes erreicht wird, so ist der Einfluß des Peltiereffektes um so geringer, je kleiner r_1 und je größer k_2 ist. Steigert man andererseits die Stromstärke und damit die Temperaturdifferenz $t_m - t_1$, so kommt abermals die Peltierwärme um so weniger zur Wirkung, je größer $(t_m - t_1)$ ist, da in dem Zähler des obigen Bruches das erste Glied den Faktor $(t_m - t_1)$, das zweite aber nur $\sqrt{t_m - t_1}$ enthält, während der Thomsoneffekt um so stärker auftritt, je größer $(t_m - t_1)$ ist. Um den Einfluß der verschiedenen Effekte noch schärfer hervortreten zu lassen, will ich die Formeln noch umgestalten unter der Annahme, daß Thomson- und Peltierwirkung klein sind und den ohne diese Wirkungen sich

einstellenden Temperaturverlauf im Drahte nur um kleine Beträge abändern. Ich will also die Glieder mit Π und σ als Korrektionsglieder behandeln und eine Reihenentwicklung unter Beschränkung auf die ersten Potenzen dieser Glieder vornehmen. Zur Vereinfachung werde auch noch die Wirkung der Stromwärme in dem zweiten Metall vernachlässigt, d. h. es werde ω_2 so klein vorausgesetzt, daß das Glied mit ω_2/ω_1 unberücksichtigt bleiben kann. Da die Wirkung von Thomson- und Peltierwärme darin besteht, daß eine bestimmte Temperatur bei Umkehr des Stromes eine kleine Verschiebung längs des Drahtes erfährt, so soll ein Ausdruck für diese Verschiebung unter all den angeführten Vereinfachungen gesucht werden. Es sei z_1 diejenige Stelle des Drahtes, an der bei positiver Stromrichtung eine bestimmte Temperatur t_z herrscht und z_2 diejenige Stelle, bei der dieselbe Temperatur bei gleicher Stromstärke aber entgegengesetzter Stromrichtung besteht. Dann ergibt die Gleichung der Temperaturverteilung die Beziehung:

$$e^{-(z_1-z)\sqrt{\frac{2h}{k_1 r_1}}} \cdot e^{+\frac{\sigma i}{2k_1\pi r_1^2}(z_1+z)} = \frac{2k_2(t_m-t_1)+\frac{\Pi i}{\pi r_1}}{2k_2(t_m-t_1)-\frac{\Pi i}{\pi r_1}} \times \frac{2k_2+\sqrt{2hk_1r_1}-\frac{\sigma i}{2\pi r_1}}{2k_2+\sqrt{2hk_1r_1}+\frac{\sigma i}{2\pi r_1}}$$

Wird hierauf die besprochene Reihenentwicklung angewandt, unter Berücksichtigung, daß auch $z_1 - z_2$ eine kleine Größe ist, so folgt die Gleichung:

$$-(z_1-z_2)\sqrt{\frac{2h}{k_1r_1}} + \sigma i \frac{z_1+z_2}{2k_1\pi r_1^2} = +\frac{\Pi i}{k_2\pi r_1(t_m-t_1)} - \frac{\sigma i}{\pi r_1(2k_2+\sqrt{2hk_1r_1})}$$

aus der sich, wenn man noch die Mittellage der Beobachtungsstelle $\frac{z_1+z_2}{2}$ mit z bezeichnet, für die gesuchte Verschiebung bei Stromumkehr ergibt:

$$\Delta z = z_1 - z_2 = \frac{izo}{\pi r_1\sqrt{2hk_1r_1}} \times \left[1+\frac{r_1k_1}{z(2k_2+\sqrt{2hk_1r_1})} - \frac{\Pi}{\sigma(t_m-t_1)}\cdot\frac{r_1}{z}\cdot\frac{k_1}{k_2}\right].$$

Diese Formel zeigt auf das deutlichste, daß die Wirkung der Peltierwärme um so mehr zurücktritt, je größer die Wärmeleitfähigkeit des abkühlenden Metalls (k_2) gegenüber derjenigen des Drahtes (k_1) ist, je größer ferner die Temperaturdifferenz $t_m - t_1$ ist und je kleiner der Faktor r_1/z ist, d. h. je weiter man sich von der unmittelbaren Nähe des gekühlten Endes entfernt. Nun ist allerdings Π im allgemeinen erheblich größer als σ. Daß trotzdem der Einfluß des Peltiereffektes sehr gering ist, möge an einem Zahlenbeispiel nachgewiesen werden, das den bei meinen Versuchen vorkommenden Größen entsprechend gewählt werde. Der Draht sei ein Platindraht von 0,1 mm Radius, das abkühlende Metall sei Kupfer. Dann ist $k_1 = 0{,}17$, $k_2 = 0{,}90$ zu setzen. Der Peltiereffekt Kupfer/Platin ist nach Jahn[1]) + 0,09 Millikalorien für 1 Coulomb, der Thomsoneffekt in Platin nach Berg[2]) — 0,00225 Millikalorien für 1 Coulomb und 1 Grad. Nimmt man $z = 20$ mm, so erhält man für den Ausdruck

$$\frac{\Pi}{\sigma}\cdot\frac{r_1}{z}\cdot\frac{k_1}{k_2}\cdot\frac{1}{t_m-t_1}$$ den Betrag: $\frac{0{,}04}{t_m-t_1}$.

Würde also die vom Strom in dem Draht erzeugte maximale Temperaturerhöhung 10^0 betragen, so würde in einem Abstande von 2 cm vom gekühlten Ende die Peltierwärme nur noch 0,4 Proz. im Verhältnis zur Wirkung der Thomsonwärme ausmachen. Da auch das andere Glied:

$$\frac{r_1}{z}\cdot\frac{k_1}{2k_2+\sqrt{2hk_1r_1}}$$

unter den angenommenen Verhältnissen jedenfalls kleiner als 0,0005 ist, so würde sich an der betreffenden Stelle des Drahtes der Thomsoneffekt aus der gemessenen Verschiebung Δz bis auf $^1/_2$ Proz. genau nach der einfachen Formel:

$$\sigma = \frac{\pi r_1\sqrt{2hk_1r_1}}{i}\cdot\frac{\Delta z}{z}$$

berechnen lassen.

Leider liegen die Voraussetzungen dieser theoretischen Überlegungen recht weit ab von den Verhältnissen, unter denen sich die Erscheinungen in den glühenden Drähten entwickeln. Ich habe daher die Frage eines möglichen Einflusses des Peltiereffektes bei diesen Vorgängen auch noch auf experimentellem Wege zu beantworten versucht. Ich habe nach der früher beschriebenen optisch-pyrometrischen Methode die Temperaturverteilung und den Einfluß der Stromumkehr an zwei gleichen Platindrähten gemessen, die durch zwei verschiedene Metalle von entgegengesetzter thermoelektrischer Stellung zum Platin gekühlt wurden. Als solche Metalle wurden Eisen und Nickel verwendet. Sie geben mit Platin nahezu gleich große thermoelektrische Kräfte, aber von entgegengesetztem Vorzeichen, und zwar geht an der kalten Löt-

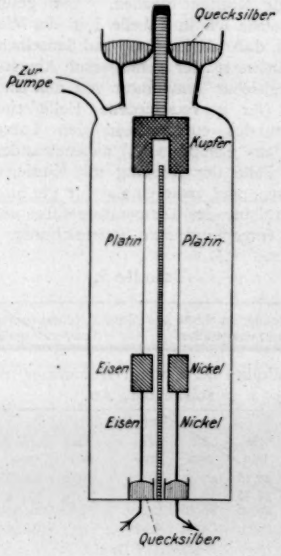
1) H. Jahn, Wied. Ann. **34**, 763, 1888.
2) O. Berg, Ann. d. Phys. (4) **32**, 517, 1910.

stelle der Strom einerseits vom Platin zum Nickel, andererseits vom Eisen zum Platin. Darnach würde also der Strom, wenn er vom Platin zum Nickel fließt, Wärme erzeugen, wenn er vom Platin zum Eisen fließt, Wärme verbrauchen. Da der Thomsoneffekt im Platin negativ ist, so wird Wärme verbraucht, wenn der Strom nach dem abkühlenden Metall hinfließt. Also würden, wenn der Platindraht durch Eisen gekühlt wird, Peltier- und Thomsoneffekt in demselben Sinne wirken, bei der Kühlung durch Nickel aber in entgegengesetztem Sinne. Der Sicherheit halber habe ich die obigen, den Tabellen von Landolt-Börnstein entnommenen Angaben über die thermoelektrischen Kräfte nach Beendigung der optisch-pyrometrischen Beobachtungen nachgeprüft, indem ich die thermoelektrischen Kräfte der benutzten Metallpaare ermittelte. Ich fand für 100° Temperaturdifferenz:

bei Nickel — Platin $e = -1{,}65$ Millivolt
bei Eisen — Platin $e = +1{,}32$ Millivolt.

Die erste Zahl stimmt genau mit den Werten anderer Beobachter überein, die zweite Zahl ist etwas kleiner. Der Unterschied kann dadurch bedingt sein, daß ich bei meinen Versuchen zwar chemisch reines Nickel, aber käufliches Eisen verwandt habe.

Die optisch-pyrometrischen Versuche wurden mit der Anordnung ausgeführt, die ich früher in dieser Zeitschrift beschrieben habe. Zwei 15 cm lange Platindrähte von gleicher Dicke (0,15 bei der einen, 0,20 bei der anderen Versuchsreihe) wurden mit ihren oberen Enden in Kupferstäbe von 1 cm Durchmesser, mit ihren unteren Enden das eine in einen Eisen-, das andere in einen Nickelstab, beide ebenfalls von 1 cm Durchmesser, eingelötet. Die Kupferstäbe waren 3 cm lang und oben durch einen dicken Querbalken von Kupfer miteinander verbunden. Der Eisen- und der Nickelstab waren 2 cm lang; in sie waren als Fortsetzung nach unten dünne Stäbe von nur 1 mm Durchmesser, ebenfalls aus Eisen bzw. Nickel, eingeschraubt, die 7 cm lang waren und mit ihren unteren Enden in die zur Stromzuführung dienenden Quecksilbernäpfe tauchten. Die Zwischenschaltung dieser dünnen Teile zwischen die zur Abkühlung dienenden dicken Metallklötze und das Quecksilber schien mir nötig zu sein, um zu verhindern, daß der zwischen dem Metall und dem Quecksilber auftretende Peltiereffekt seine Wirkung nach oben hin bis zum Platindraht erstreckte, was bei dicken Stäben ohne Frage der Fall gewesen wäre. Die ganze Vorrichtung war in einem Glaszylinder aufgehängt, der luftdicht abgeschlossen war und mittels einer Gaedepumpe auf Kathodenvakuum ausgepumpt wurde. In diesem Vakuum hingen die beiden Drähte frei nebeneinander senkrecht herunter in einem Abstande von 2 cm voneinander (s. untenstehende Abbildung). Eine geschwärzte Glasplatte war zwischen ihnen angebracht, um jede Beeinflussung ihres Temperaturzustandes durch gegenseitige Zustrahlung zu verhindern. Die Drähte wurden mit einem Kathetometer durch eine rote Glasscheibe hindurch vor einer weißen Gipswand beobachtet, die durch eine Glühlampe von verschiedenen Abständen aus verschieden hell beleuchtet werden konnte. Der Heizstrom,



der die beiden Drähte hintereinander durchfloß, den einen also von unten nach oben, den anderen von oben nach unten, wurde so geregelt, daß, wenn die Lampe einen bestimmten kürzesten Abstand von der Wand besaß (Knopf 1), die Mitten der Drähte vor dem Hintergrund gerade verschwanden. Dann wurde die Lampe nacheinander in vier verschiedene größere Abstände gebracht (Knopf 2—5) und jedesmal diejenigen Stellen der beiden Drähte oben und unten bestimmt, die gleiche Helligkeit mit dem Hintergrunde hatten. Jede dieser Stellen wurde unter regelmäßigem Wechsel der Stromrichtung für jede Stromrichtung fünfmal bestimmt. Außerdem wurden die Enden der Drähte während des Glühzustandes mit dem Kathetometer festgestellt. Die Stromstärke wurde dabei mit Hilfe

eines Normalamperemeters kontrolliert und durch Regulierwiderstände genau konstant gehalten. Da die Drähte individuelle Ungleichheiten besitzen können, wurden nach Erledigung einer vollständigen Versuchsreihe der Eisen- und der Nickelstab abgelötet und nach Vertauschung wieder angelötet, und darauf der ganze Satz von Beobachtungen wiederholt. Es wurde so die Temperaturverteilung in jedem der beiden Drähte nacheinander für Kühlung mit Nickel und für Kühlung mit Eisen ermittelt, während die Beobachtungen an den oberen Enden jedesmal gleichzeitig die Temperaturverteilung für Kühlung mit Kupfer ergaben. Die gefundenen Zahlen stelle ich in Tabelle I in der Weise zusammen, daß ich für einen und denselben Draht die Mittelwerte der gemessenen Abstände der Stellen gleicher Temperatur von den Enden der Drähte (für 4 verschiedene Helligkeiten des Hintergrundes entsprechend den Lampenstellungen auf Knopf 2—5) nebeneinander stelle für die Fälle der Kühlung mit Kupfer, Nickel und Eisen, und zwar einmal für die Stromrichtung im Sinne des Temperaturgefälles und dann für die entgegengesetzte Stromrichtung.

Tabelle I.

Stromrichtung im Sinne des Temperaturgefälles	Stromrichtung entgegen dem Temperaturgefälle

Platindrähte 0,20 mm Durchmesser, Stromstärke 0,80 Amp.

Linker Draht

Lampe auf Knopf	*Cu* mm	*Ni* mm	*Fe* mm	*Cu* mm	*Ni* mm	*Fe* mm
2	40,38	42,42	41,70	38,52	40,18	38,08
3	34,24	32,58	31,28	31,74	31,24	29,82
4	26,90	26,28	25,20	25,62	24,80	23,64
5	—	24,04	23,94	—	22,34	22,86

Rechter Draht

	Cu	*Ni*	*Fe*	*Cu*	*Ni*	*Fe*
2	40,96	47,42	55,74	38,54	46,24	52,96
3	34,52	33,22	30,00	32,20	31,28	33,82
4	27,26	26,54	28,90	25,94	25,70	27,32
5	—	25,92	26,34	—	24,58	24,76

Platindrähte 0,15 mm Durchmesser, Stromstärke 0,53 Amp.

Linker Draht

	Cu	*Ni*	*Fe*	*Cu*	*Cu*	*Ni*	*Fe*	*Cu*
2	37,10	37,98	34,78	33,98	31,52	32,00	32,68	31,94
3	28,84	28,62	28,68	28,26	27,62	27,26	27,14	27,28
4	23,62	23,36	23,44	23,52	22,20	22,28	21,88	22,10
5	21,50	21,70	21,40	21,14	20,36	20,48	20,10	20,54

Rechter Draht

	Cu	*Ni*	*Fe*	*Cu*	*Cu*	*Ni*	*Fe*	*Cu*
2	37,42	37,66	34,66	36,94	35,02	36,68	32,44	34,64
3	30,48	30,86	29,56	30,00	28,26	28,70	27,96	28,66
4	24,50	24,16	23,74	25,66	23,62	22,74	22,54	24,32
5	22,50	22,06	21,94	22,76	20,86	20,94	20,76	21,74

Ich glaube nicht, daß man aus diesen Zahlen einen deutlichen Ausdruck für die entgegengesetzte Natur des Peltiereffektes von Nickel und von Eisen entnehmen kann. Für die dickeren Drähte zeigen allerdings die Zahlen für Nickel und für Eisen stellenweise beträchtliche Unterschiede, und es kann auffallen, daß am linken Draht die Zahlen für Nickel durchweg größer sind als für Eisen; dafür sind sie aber beim rechten Draht durchweg kleiner für Nickel als für Eisen. Bei den dünnen Drähten sind diese Unterschiede geringer und ungleichmäßiger und liegen hier offenbar innerhalb der Grenze der Versuchsfehler, wie der Vergleich mit den wiederholten Beobachtungen am Kupfer zeigt.

Ich stelle ferner in Tabelle II die Unterschiede der Abstände für die beiden Stromrichtungen zusammen, also diejenige Größe, welche die als Thomsoneffekt von mir gedeutete Wirkung darstellt. Ich teile zunächst die Differenzen der sämtlichen Zahlen der Tabelle I einzeln mit, um die Grenze der Unsicherheit dieser Zahlen damit zu kennzeichnen, und ich fasse schließlich diese Zahlen zu Mittelwerten zusammen.

Tabelle II.

Platindrähte von 0,20 mm Durchmesser.

	Cu		*Ni*		*Fe*	
	Linker Draht	Rechter Draht	Linker Draht	Rechter Draht	Linker Draht	Rechter Draht
2	1,86	2,42	2,24	1,18	2,72	2,78
3	2,50	2,20	1,34	1,94	1,46	2,18
4	1,28	1,32	1,48	0,84	1,56	1,58
5	—	—	1,70	1,34	1,08	1,58

Platindrähte von 0,15 mm Durchmesser.

	Cu				*Ni*		*Fe*	
	Linker Draht		Rechter Draht		Linker Draht	Rechter Draht	Linker Draht	Rechter Draht
2	1,58	2,04	2,40	2,30	1,98	0,98	2,10	2,22
3	1,22	0,98	2,22	1,34	1,36	2,10	1,54	1,60
4	1,42	1,42	0,88	1,34	1,08	1,42	1,56	1,20
5	1,14	0,60	1,64	1,42	1,22	1,12	1,20	1,18

Mittelwerte.

	Platindrähte von 0,20 mm Durchmesser			Platindrähte von 0,15 mm Durchmesser		
	Cu	*Ni*	*Fe*	*Cu*	*Ni*	*Fe*
2	2,14	1,71	2,75	2,08	1,48	2,16
3	2,38	1,64	1,82	1,44	1,76	1,57
4	1,30	1,16	1,57	1,26	1,25	1,38
5	—	1,52	1,33	1,20	1,17	1,24

Bei den dickeren Drähten könnte es wieder auffallen, daß die Zahlen für Nickel überwiegend kleiner sind als für Eisen, wie man es nach der entgegengesetzten Wirkung von Thomson- und Peltiereffekt in diesem Falle erwarten

könnte. Allein gerade für den Punkt, der dem Drahtende am nächsten liegt (Knopf 5) ist es umgekehrt, und doch müßte sich der Peltiereffekt hier stärker als an den anderen Stellen geltend machen. Die Beobachtungen mit den dünneren Drähten sind durchweg genauer, sie sind auch hinsichtlich der Beobachtungen mit der Kupferkühlung noch vollständiger und mit noch schärferer Konstanz der Stromstärke durchgeführt worden. Auch hier sind die Werte am Nickel dreimal kleiner, einmal größer als am Eisen. Aber die Unterschiede sind überhaupt nur gering, und wenn sie für Knopf 2 etwas größer sind, so ist zu beachten, daß die Beobachtungen für diese Stelle bei dem geringeren Temperaturgefälle, das hier herrscht, überhaupt unsicherer sind als für die anderen Stellen. Beschränkt man sich auf die Stellungen 3, 4 und 5, für die der Peltiereffekt ja am ehesten in Betracht käme, so ist der Mittelwert der drei Zahlen bei den dickeren Drähten für *Ni* 1,44 für *Fe* 1,57 bei den dünneren Drähten aber für *Ni* 1,393, für *Fe* 1,397, während für Kupfer, dessen Peltiereffekt gegen Platin dasselbe Vorzeichen wie der des Eisens hat, der Mittelwert 1,30 betragen würde. Ich glaube aus dem Vergleich dieser Zahlen den Schluß ziehen zu dürfen, daß der Peltiereffekt an den Erscheinungen, so wie ich sie beschrieben habe, keinen wesentlichen Anteil hat.

Es liegt nahe zu fragen, ob man die Entscheidung des Problems nicht auch dadurch erreichen kann, daß man versucht, die absoluten Beträge des Thomsoneffektes aus der Ausmessung dieser Erscheinungen herzuleiten. Herr Worthing[1]) hat jüngst nach der von mir angegebenen optisch-pyrometrischen Methode die Koeffizienten des Thomsoneffektes für diejenigen Stoffe gemessen, die in Glühlampen Verwendung finden, Wolfram, Tantal und Kohle. Aber es fehlt für diese Stoffe an Messungen des Thomsoneffektes nach anderen Methoden und daher an einer Kontrolle der erhaltenen Zahlen. Bei mir hat Versuche in dieser Richtung einer meiner Schüler am Platin angestellt und wird darüber demnächst berichten.

1) A. G. Worthing, Phys. Rev. **34**, 152—154, 1912; (2) 5, 445—451, 1915.

Gießen, April 1916.

(Eingegangen 19. April 1916.)

Über die Extinktion des Lichtes.

Von C. W. Oseen.

In zwei Aufsätzen habe ich untersucht, ob zwei heute aktuelle Theorien, die Plancksche Strahlungstheorie in ihrer zweiten (oder vierten) Form und die Bohrsche Atomtheorie, mit der Annahme verträglich sind, daß die Maxwell-Lorentzschen Gleichungen außerhalb eines Atoms gültig sind[1]). In beiden Fällen fand ich, daß dies nicht der Fall ist. Ich vermied in diesen Aufsätzen, zu der Frage Stellung zu nehmen, ob man unter diesen Umständen diese Annahme aufgeben oder ob man vielmehr die erwähnten Theorien verwerfen soll. Wenn auch sehr viel zugunsten der neueren Theorien spricht, so ist doch die Zahl der Tatsachen, welche die Lorentzsche Elektronentheorie zu deuten vermag, so groß, daß es mir nicht möglich war, sie aufzugeben. Insbesondere gab es eine Gruppe von Erscheinungen, denen die auf der oben erwähnten Annahme fußende Theorie eine qualitativ und quantitativ so gut stimmende Erklärung zu geben schien, daß die völlige Aufgabe derselben unmöglich war. Es waren diejenigen Erscheinungen, die mit der Brechung, Dispersion und Extinktion des Lichtes zusammenhängen. Dieselbe Bedeutung scheinen diese Fragen für Poincaré gehabt zu haben[2]). „Nous ne pouvons guère pousser la fantaisie jusqu'à croire que le ciel n'est pas bleu."

Eine nähere Betrachtung hat mich zu der Überzeugung geführt, daß die elektromagnetische Theorie des Lichtes in ihrer jetzigen Fassung auch in bezug auf diese Erscheinungen zu Ergebnissen führt, die quantitativ unrichtig sind.

Die blaue Farbe des Himmels erklärt Lord Rayleigh bekanntlich folgendermaßen. Wenn eine Lichtwelle eine Luftmolekel überfährt, geht von dieser eine neue Lichtwelle aus. Diese zerstreuten Wellen geben zu der blauen Farbe des Himmels Anlaß. Gleichzeitig wird durch sie eine Extinktion der einfallenden Welle bewirkt. Für den Extinktionskoeffizienten findet Lord Rayleigh bekanntlich den Wert:

$$\frac{32\pi^3(\mu-1)^2}{3N\lambda^4}.$$

Genau denselben Wert erhält Herr Planck aus seiner Theorie der Dispersion des Lichtes. Die Erklärung dieser merkwürdigen Überein-

1) Über die Möglichkeit ungedämpfter Schwingungen nach der Maxwell-Lorentzschen Theorie und über die Plancksche Strahlungstheorie. Ann. d. Phys. **43**, 1914. Das Bohrsche Atommodell und die Maxwellschen Gleichungen, diese Zeitschr. **16**, 395, 1915.

2) Les idées modernes sur la constitution de la matière, Paris, Gauthier-Villars 1913, S. 357 ff., bes. S. 368—370.

stimmung, die um so merkwürdiger ist, da die beiden Theorien zu ganz verschiedenen Gesetzen für die Dispersion führen, findet Herr Planck darin, daß in beiden Fällen die Zerstreuung durch Partikeln bewirkt wird, deren lineare Abmessungen im Verhältnis zu der Wellenlänge sehr klein sind.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit[1]) gibt Herr Lorentz u. a. ein kurzes Referat der Rayleighschen Theorie. Dieses Referat unterscheidet sich indessen in einem Punkte sehr wesentlich von den üblichen Darstellungen dieser Theorie[2]). Nach Herrn Lorentz soll nämlich die Extinktion des Lichtes nicht durch die Molekeln selbst bedingt sein, sondern durch die Schwankungen in der Zahl der Molekeln pro Volumeinheit. In Übereinstimmung mit dieser Auffassung behauptet Herr Lorentz, daß in einem Kristall keine Extinktion stattfinden soll.

Die Frage von der Fortpflanzung des Lichtes in einem Kristall ist kürzlich der Gegenstand einer sehr eingehenden Untersuchung von Herrn Ewald[3]) gewesen. Die Dispersionsformel, die Herr Ewald für sichtbares Licht und für ein kubisches Gitter findet, stimmt völlig mit der Lorentz-Planckschen Formel für einen isotropen Körper überein. Auch in einem Kristall findet also nach Herrn Ewald eine Extinktion des Lichtes statt. Die Lorentzsche Behauptung steht übrigens in Widerspruch mit der aus vielen neueren Arbeiten[4]) hervorgehenden Auffassung, wonach die durch die Resonatoren bewirkte Zerstreuung ein durchaus geordneter Vorgang ist, der für die Fortpflanzung des Lichtes von grundlegender Bedeutung ist, indem erst durch ihn die von außen einfallende Welle ausgelöscht wird.

Wie ist dieser auffallende Widerspruch zu erklären? Die Antwort lautet: Wenn die elektromagnetische Theorie des Lichtes richtig ist, so findet in einer Flüssigkeit oder einem Gas aus zwei verschiedenen Gründen eine Zerstreuung und eine dadurch bedingte Extinktion des Lichtes statt. Eine von ihnen, ich will sie kurz die Keesom-Einsteinsche[5]) nennen, fällt in einem Kristall weg. Die andere, ich nenne sie die Rayleigh-Plancksche, bleibt auch in einem Kristall bestehen.

Den Unterschied zwischen diesen beiden Zerstreuungen fasse ich in den folgenden Sätzen zusammen:

Die Rayleigh-Plancksche Zerstreuung wird von den Molekeln selbst hervorgerufen. Bei der Ableitung derselben nimmt man an, daß man so rechnen kann, als ob die Dichte (die Zahl der Molekeln pro Volumeinheit) eine regelmäßig variierende und in physikalisch kleinen Gebieten konstante Größe wäre. Dagegen wird die Keesom-Einsteinsche Zerstreuung durch die Schwankungen der Dichte hervorgerufen.

Die Rayleigh-Plancksche Zerstreuung ist ein geordneter Vorgang. Die zerstreute Energie wird nach außen emittiert. Insbesondere findet man diese Energie in der reflektierten Welle wieder. Dagegen ist die Keesom-Einsteinsche Zerstreuung ein ungeordneter Vorgang. Die zerstreute Energie findet sich zum Teil in ungeordneten Schwingungen der Resonatoren wieder.

Den Beweis, daß tatsächlich diese beiden Arten von Zerstreuung vorkommen müssen, führt man sehr leicht. Die elektromagnetische Theorie des Lichtes in der Planckschen Form ergibt unmittelbar die Rayleigh-Plancksche Zerstreuung. Wenn man nachträglich auf die Schwankungen der Dichte Rücksicht nehmen will, so kann man dies sehr leicht tun, indem man nach dem Vorgang von Lord Rayleigh den Volumelementen Dielektrizitätskonstanten beilegt, die um den durch die zuerst erwähnte Untersuchung bestimmten Mittelwert schwanken. Man erhält so die Keesom-Einsteinsche Zerstreuung.

Herr Lorentz hebt in seiner oben erwähnten Arbeit hervor, daß man einen Einwand gegen die Rayleighsche Theorie erheben kann, indem die von dieser Theorie gemachte Annahme, daß die Dielektrizitätskonstanten der Volumelemente konstant sind, nicht zutrifft. Ohne auf die mathematischen Einzelheiten einzugehen, will ich hier erwähnen, daß man die Keesom-Einsteinsche Zerstreuung leicht rein molekulartheoretisch ableiten kann.

Ich muß schließlich auf den Punkt hinweisen, wo die hier vertretene Auffassung sich von der Rayleighschen unterscheidet. In seiner ersten Abhandlung über diesen Gegenstand äußert Lord Rayleigh[1]): „Were the particles absolutely motionless, the partial waves sent out in any direction from them would have permanent relations as to phase, and the total disturbance would have to be found by com-

1) H. A. Lorentz, Les théories statistiques en thermodynamique, Leipzig, Teubner 1916, S. 42 ff.

2) Man sehe z. B. Rayleigh, On the transmission of light etc. Phil. Mag. 1899.

3) P. P. Ewald, Zur Begründung der Kristalloptik, Ann. d. Phys. **49**, 1916.

4) W. Esmarch, Über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in dispergierenden Medien, Ann. d. Phys. **42**, 1913; L. Natanson, On the Scattering of Light in a gaseous Medium, Bull. d. l'Acad. d. sc. de Cracovie 1914; C. W. Oseen, Über die Wechselwirkung zwischen zwei el. Dipolen usw., Ann. d. Phys. **48**, 1915; P. P. Ewald, l. c.

5) Man vergleiche hierzu: Langevin et Broglie: La théorie du rayonnement et les quanta, Paris, Gauthier-Villars 1912, S. 216 ff.

1) On the light from the sky, Phil. Mag. 1871.

pounding the vibrations due to all the particles. Such a position, however, would be very wide of the mark; for, in consequence of the extreme smallness of λ, the slightest motion of any particle will cause an alteration of phase passing through many periods in a less time than the eye could appreciate. Our particles are, then, to be treated as so many unconnected sources of light; and instead of adding the vibrations, we must take the intensities represented by their squares. Only in one direction is a different treatment necessary, namely along the course of the primary light."

Diese Ausführungen des berühmten Autors sind selbstverständlich vollkommen richtig, wenn man annimmt, daß der mittlere Abstand zwischen zwei angrenzenden Partikeln von derselben Größenordnung wie die Wellenlänge oder größer als diese ist. Aber ganz andere Verhältnisse treten auf, wenn dieser Abstand gegen die Wellenlänge sehr klein ist. In diesem Falle wird ein Volumelement, dessen lineare Abmessungen im Verhältnis zur Wellenlänge klein sind, doch stets fast dieselbe Zahl von Partikeln enthalten. Man muß dann die von einem Volumelement zerstreute Welle in zwei Teile zerlegen. Der eine Teil entspricht der durchschnittlichen Zahl von Partikeln im Volumelement und stellt eine geordnete Strahlung dar. In bezug auf diesen Teil muß man also die Amplituden und nicht die Intensitäten zusammensetzen. Der andere Teil entspricht der momentanen Abweichung von der durchschnittlichen Zahl von Partikeln im Volumelement und stellt eine ganz ungeordnete Strahlung dar. Diese Zerlegung der zerstreuten Strahlung entspricht genau der oben durchgeführten.

Der Extinktionskoeffizient bekommt also in einem Gas, wenn man die elektromagnetische Theorie des Lichtes in der Planckschen Form annimmt, den Wert:

$$2 \cdot \frac{32\pi^3(\mu-1)^2}{3N\lambda^4} = \frac{64\pi^3(\mu-1)^2}{3N\lambda^4}.$$

Stimmt dieses Resultat mit den Tatsachen überein? Die Antwort scheint verneinend zu sein. Herr Fowle[1]) hat, unter Zugrundelegung des Rayleighschen Extinktionskoeffizienten, aus den Mount-Wilson-Beobachtungen über die Transmissibilität der Luft die Zahl, N_0, von Molekeln pro cm³ bei 760 mm und 0° C berechnet. Er fand:

$$N_0 = 25{,}6 \cdot 10^{18}$$

in guter Übereinstimmung mit dem durch andere Methoden erhaltenen Wert. Dagegen würde der obige Wert:

$$N_0 = 51{,}2 \cdot 10^{18}$$

ergeben, was mit anderen Bestimmungen dieser Größe unverträglich ist. Ich glaube also, daß nicht nur in bezug auf die Wärmestrahlung, den photoelektrischen Effekt usw., sondern schon in bezug auf die Extinktion des Lichtes die Maxwell-Lorentzsche Elektrodynamik in Widerspruch mit den Tatsachen steht.

Viele Vertreter der theoretischen Physik haben in den letzten Jahren angenommen, daß die Schwingungsgleichung eines Resonators kein Dämpfungsglied enthält. Es scheint mir von großem Interesse zu sein, daß man auf diese Weise auch der oben dargelegten Schwierigkeit entgeht. In der Tat würde dann die Rayleigh-Planecksche Extinktion wegfallen und nur die Keesom-Einsteinsche Extinktion zu berücksichtigen sein. Für den Extinktionskoeffizienten würde man wieder den Rayleighschen Wert bekommen. Daß auf der anderen Seite dieser Annahme noch sehr große, bis jetzt ungelöste Schwierigkeiten im Wege stehen, liegt auf der Hand.

Upsala, Mai 1916.

(Eingegangen 6. Mai 1916.)

1) F. E. Fowle, The non-selective transmissibility of radiation through dry and moist air, Astrophys. Journal, 38. 1913.

Vorläufige Mitteilungen über die Kristallbildung im magnetischen Felde.

Von Arne Tveten.

(Mit Tafel VI u. VII.)

Schon Faraday hat Versuche über Kristallbildung und das Verhalten von Kristallen im magnetischen Felde ausgeführt (s. Pogg. Ann. 76, 144, 1849). Später ist die Bildung und besonders die Orientierung von Kristallen im magnetischen Felde von St. Meyer eingehender untersucht worden (s. Sitz.-Ber. d. Math.-Nat. Kl. d. Wien. Ak. d. Wiss. 106, 2a; 108, 2a). Auch A. Cotton und H. Mouton haben auf diesem Gebiete gearbeitet (s. Comptes Rend. 1908, 147).

St. Meyer fand, daß die Kristalle von Mangansulfat, Ferroammoniumsulfat, Kupferchlorid sowie einer Mischung von Kobalt- und Zinksulfat sich bei der Bildung in gesättigten, zwischen die Pole eines Magneten gebrachten Lösungen in eine bestimmte Lage mit Bezug auf die Richtung des Magnetfeldes einstellen.

Bei ähnlichen Versuchen, die ich ohne Kenntnis der oben genannten Veröffentlichungen in den Jahren 1913 und 1916 unternahm, habe ich neben ähnlichen Erscheinungen, wie sie St. Meyer erwähnt, eine Reihe neuer beobachtet, über die ich hier kurz berichten will.

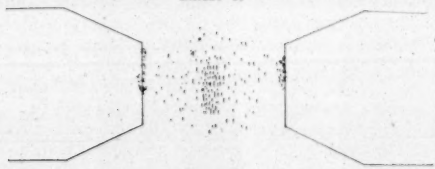
Bei meinen Versuchen bediente ich mich oft einer in folgender Weise hergestellten Lösung: Gleiche Teile einer 30proz. Lösung von zitronensaurem Eisenoxydulammoniak und einer 10proz. Lösung von rotem Blutlaugensalz werden gemischt und filtriert. Es wird Natronlauge hinzugefügt, und der sich dabei bildende braune Niederschlag durch Zusatz von wenig Tannin aufgelöst. Dann wird bis zur beginnenden Rotfärbung der Flüssigkeit Ammoniak zugegeben und filtriert. Aus dem Filtrat bilden sich unter normalen Verhältnissen tafelförmige, grünlichbraune Kristalle, die jedoch bei einem Überschuß von Natronlauge deutlich braun gefärbt sind. Eine geringe Verdünnung der Lösung mit Wasser wirkt günstig auf die Kristallbildung ein.

Ich beobachtete bei meinen Arbeiten die Versuchsflüssigkeiten auf Uhr- oder Deckgläschen durch ein Mikroskop, dessen besonders klein gehaltener Objekttisch zwischen den Polen eines Elektromagneten angebracht war. Die angewandten Feldstärken betrugen 500—4500 Gauß, selten mehr.

Bei diesen Versuchen machte ich die folgenden Beobachtungen:

I. Aus der oben beschriebenen Versuchslösung bilden sich außerhalb des Feldes, wie erwähnt, blatt- oder tafelförmige Kristalle, im Felde dagegen nadelförmige, deren Länge mit wachsender Feldstärke zunimmt (s. Skizze 1 und 2[1]).

Skizze 1.



Skizze 2.

II. Die im Felde gebildeten nadelförmigen Kristalle stellen sich zum größten Teil mit der Längsrichtung senkrecht auf die Kraftlinien ein. Häufig legen sich je zwei zu einem Winkel aneinander, dessen Scheitel nach dem stärksten Teil des Feldes weist (s. Fig. 3 und Fig. 7, 8, 9). Außerdem zeigen die Kristalle die Neigung, sich in den stärkeren Teilen des Feldes anzusammeln (s. Skizze 2). Fig. 6 zeigt eine Probe, die nach beginnender Kristallbildung im Felde um 90° gedreht ist; die Kristalle scheinen dabei in der ursprünglichen Richtung weiter zu wachsen.

III. Die nadelförmigen Kristalle sind beständig so lange wie das Feld aufrechterhalten wird. Kurze Zeit — etwa $^1/_2$ bis 2 Minuten — nach Unterbrechung des Elektromagnetstromes springen die scherenförmig aneinander gelagerten Kristallnadeln im Scheitel auseinander, und auch bei Wiedereinschaltung des Feldes behalten sie die so erlangte Stellung bei (s. Fig. 3). Bei länger andauernder Unterbrechung des Feldes beginnen bald die einzelnen Kristalle zu zerspringen (s. Fig. 5); sie zerteilen sich quer zu ihrer Längsrichtung und sind nach Verlauf einiger Minuten völlig zerstört. Diese Zerstörung geht in gleicher Weise vor sich, ob die Kristalle noch von Mutterlauge umgeben sind oder diese eingedampft ist (s. Fig. 4). Die nadelförmigen Kristalle bilden sich offenbar nur innerhalb des magnetischen Feldes, und nur hier sind sie formbeständig. Die außerhalb des magnetischen Feldes gebildeten blatt- oder tafelförmigen Kristalle werden, nachträglich in ein Feld gebracht, nach meiner Beobachtung in keiner Weise beeinflußt.

IV. Die hier behandelten Kristalle färben sich, ebenso wie die Kristalle der Ferrozyanwasserstoffsäure, an der Luft blau. Diese Blaufärbung wird in einem magnetischen Felde beschleunigt.

V. Die Kristallbildung in einer wässerigen Lösung roten Blutlaugensalzes geht innerhalb des magnetischen Feldes in auffallendem Maße rascher vor sich als außerhalb desselben.

VI. Unter gewöhnlichen Umständen gebildete Kristalle roten Blutlaugensalzes haben meist Rhomboeder-, aber auch Prismenform. Bei der Kristallbildung aus übersättigter Lösung im magnetischen Felde erhielt ich ausschließlich prismenförmige Kristalle, deren Längsachse meist senkrecht auf der Richtung des Feldes steht (s. Fig. 11). In der Nähe der Magnetpole häufen sich die Kristalle an (s. Skizze 2). In nicht übersättigter Lösung bilden sich innerhalb des magnetischen Feldes beiderlei Kristallformen, in der Mehrzahl jedoch Rhomboeder, die sich mit einer Diagonale parallel zu den Kraftlinien einstellen (s. Fig. 10).

1) Die 12 Figuren befinden sich auf den Tafeln VI u. VII.

Fig. 12 zeigt unter sonst wie im Felde außerhalb dieses gebildete Kristalle roten Blutlaugensalzes. St. Meyer gibt an, bei Kristallen roten Blutlaugensalzes keine Orientierung wahrgenommen zu haben; hier komme ich also zu einem abweichenden Ergebnis.

Herr Professor O. E. Schiötz hat mir in zuvorkommender Weise gestattet, die oben beschriebenen Versuche an dem ihm unterstellten Physikalischen Institut der Universität Kristiania auszuführen, und ich möchte ihm auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank aussprechen.

Kristiania, im März 1916.

(Eingegangen 8. Mai 1916.)

BESPRECHUNGEN.

H. Henning, Ernst Mach, als Philosoph, Physiker und Psycholog. Eine Monographie. gr. 8°. XVIII und 185 Seiten. Leipzig, J. A. Barth. 1915. M. 5.—, geb. M. 6.—.

Wer die Einleitungen unserer Lehrbücher der Physik aufschlägt, wo sie sich über das Wesen der physikalischen Wissenschaft, ihre Ausgangspunkte, ihre Ziele, ihre Begrenzungen, ihre Methoden usw. allgemein auszusprechen versuchen, der wird fast überall von dem Gefühl krasser Unzulänglichkeit des Gebotenen e griffen. Wie oft fühlt man sich gedrängt, voller Verzweiflung an den Rand zu schreiben: „Mehr Mach!“ Von andern sich aufdrängenden Randbemerkungen schon ganz zu schweigen.

Da ist es denn sehr zu begrüßen, wenn es ein Kenner unternimmt, in liebevollem Anschluß an die Persönlichkeit Machs dessen Lebenswerk einheitlich darzustellen. Nach einer vollständigen Titelübersicht über die Machschen Schriften wird zunächst die äußere und innere Lebensentwicklung Machs, zum Teil nach dessen eigenen Schilderungen, anziehend skizziert. Ein gutes Bild des Gelehrten vervollständigt, gewiß vielen willkommen, diese persönliche Bezugsetzung. Dann folgt die Darlegung der Machschen Gedankenarbeit in folgenden Abschnitten: 1. Philosophischer Teil, 2. Die Reform der Physik, 3. Psychologischer Teil, 4. Mach und die Biologie, 5. Machs Methodenlehre, 6. Machs Vorläufer, 7. Machs Kritiker.

In dem philosophischen Teil wird Machs grundlegender erkenntniskritischer Standpunkt dargelegt: wie er, den Anregungen der Darwinschen Theorie folgend, das ganze psychische Leben als biologische Erscheinung auffaßt; wie er demgemäß zunächst einmal das natürliche Weltbild, wie es jeder ohne sein Zutun beim geistigen Erwachen in sich vorfindet, analysiert, in Elemente auflöst; wie er die Begriffe dieses natürlichen Weltbildes als assoziativ erworbene „Empfindungskomplexe“ erkennt, bei deren Bildung er die von Darwin erkannten biologischen Faktoren „Kampf ums Dasein“, „Entwicklung“ und „Auslese“, genau so am Werk findet, wie bei der Bildung körperlicher Formen; wie dann jede Wissenschaft die systematische und bewußte Fortführung jenes Begriffsbildungsprozesses ist, durch die wir „unsere Gedanken den Tatsachen anpassen“ und anpassen müssen, um uns üble Erfahrungen zu ersparen und angenehme zu verschaffen. Wie sich diese Anschauungen im einzelnen beim Verständnis des „Ich“ und des „Substanz“ begriffs, der Begriffe „Raum“ und „Zeit“ bewähren, wie sich dann das Kausalgesetz als die Empfindung der funktionalen Zusammenhänge zwischen Empfindungselementen oder Empfindungskomplexen ergibt.

Der zweite Abschnitt ist der speziell physikalischen Arbeit Machs gewidmet. Daß Mach auch die Physik unter dem Gesichtswinkel seiner allgemeinen erkenntniskritischen Betrachtungsweise sieht, ist es ja gerade, was seine noch längst nicht ausgeschöpfte Bedeutung für diese ausmacht. Wieviel er durch seine „historisch-kritischen“ Betrachtungen der Mechanik und der Wärmelehre, ferner durch seine kritische Durchleuchtung der Atomhypothese und des langgehegten Ideals einer mechanischen Deutung der Welt zur Klärung der Anschauungen beigetragen hat, läßt sich nicht hoch genug stellen. Es wird vielleicht einmal eine dankbare Aufgabe sein nachzuweisen, wie stark am Ende Boltzmann, Planck, Einstein u. a. in ihrem Denken und Schaffen von Mach beeinflußt worden sind, trotzdem sie äußerlich zum Teil gelegentlich im Gegensatz zu ihm zu stehen scheinen. Das Einsteinsche Relativitätsprinzip z. B. scheint ein konsequentes Weiterdenken des Machschen Grundprinzips von der Relativität aller Erkenntnis zu sein.

Von den Teilen 3 und 4 braucht hier nicht viel gesagt zu werden. In dem Abschnitt Methodenlehre finden sich all die schönen und so bestrickenden allgemeinen Gedanken der Machschen Erkenntnislehre noch einmal besprochen: Das Prinzip der Ökonomie der Wissenschaft, die Anpassung des Denkens an die Tatsachen, die Variation der assoziativen Koppelungen, welche der Auslese der geeignetsten Gedankenverbindung vorangeht und welche auch die Gedankengrundlage für das Experiment bildet: das Prinzip der Vergleichung; die Hypothese; Sinn und Wert der Naturgesetze usw. Viel Neues und Interessantes bringt der Abschnitt „Machs Vorläufer“.

Diese Skizze wird zeigen, daß es ein reiches, anregendes Buch ist, welches hier vorliegt. Aber ich kann nicht verhehlen, daß es mir „das Buch Mach“ doch noch längst nicht zu sein scheint, wie wir es brauchen. Noch fehlt uns eine von einer tiefdenkenden, physikalisch durchdrungenen Persönlichkeit ergriffene und durchleuchtete, knappe Darlegung der Machschen Gedankenreihe, befreit von allen Schlacken der Entstehungsgeschichte, und eine konsequente Formulierung ausdrücklich für den Gebrauch der Physiker. Die anderen Wissenschaftsgebiete mögen dann für das Entsprechende auf ihrem Gebiete sorgen. Das vorliegende Buch ist doch im wesentlichen referierend, eine selbständige in dem Gedankenschmelztiegel eines kongenialen Denkers geklärte Zusammenfassung der Machschen Lehre bringt es nicht; auch hat es sich bei der fortlaufenden Darstellung damit belastet, immer gleich die Einwände der Gegner anzuführen und zu widerlegen. So werden die Gedankenfäden, die an sich schwer und lang genug zu spinnen sind, immer wieder zerrissen.

H. Th. Simon.

Gustav Looser, Versuche aus der Wärmelehre und verwandten Gebieten, mit Benutzung des Doppelthermoskops. Vierte Auflage. gr. 8°. XV. u. 143 S. mit 71 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn 1915. Geb. M. 4.—.

Das Loosersche Doppelthermoskop ist wohl jedem Physiker bekannt. Das Buch, welches in vierter, verbesserter und vermehrter Auflage vorliegt, beschreibt alle die zahlreichen Versuche, die sich mit dem Apparat anstellen lassen — Die Konstruktion des Looserschen Apparates ist aus dem Bedürfnis des physikalischen Elementarunterrichts hervorgegangen, mit möglichst einfachen Mitteln möglichst viel physikalische Anschauung geben zu können. Niemand wird leugnen, daß dieses Ziel von dem Verfasser der Schrift mit großem Geschick erreicht worden ist. Daß aber diese durch die ökonomische Lage der Schullaboratorien bedingte Absicht leicht dahin ausartet, die physikalischen Tatsachen mehr oder weniger gewaltsam den experimentellen Beschränkungen der Apparatur anzupassen, wird immer wieder beobachtet. Es kommt dann oft dahin, daß die zu demonstrierende Gesetzmäßigkeit durch ein kompliziertes Gebäude von Nebenbedingungen verbaut auftritt, und dann wird die Apparatur schließlich undurchsichtiger als die zu demonstrierende Erscheinung. Dann verliert sich die Grundbedingung, die jedes physikalische Experiment erfüllen muß, die interessierende Seite einer Erscheinung von störenden Nebenbedingungen frei hervortreten zu lassen. — Wo das Loosersche Instrumentarium und Buch, im Hinblick auf die angedeutete Gefahr, mit genügender kritischer Vorsicht benutzt werden, werden sie immer eine wertvolle Bereicherung unserer demonstrativen Hilfsmittel sein. Wo solche Selbstbeschränkung nicht geübt wird, werden sie aber auch leicht unheilvoll wirken können. Manche von den beschriebenen Experimenten haben jene Klippe sicherlich nicht umschifft, und man bekommt bei ihnen den Eindruck, als ob der Titel des Buches besser lauten müsse: Die Physik vom Standpunkte des Looserschen Doppelthermoskops. — In der Darstellung würde es sich nach meiner Ansicht empfehlen, stärker hervorzuheben, welche typischen Meßinstrumente das Thermoskop jedesmal vertritt, z. B. Thermometer, Kalorimeter, Strahlungsmesser, Amperemeter, usw. Das gäbe gegen eine gedankenlose Anwendung ein stärkeres Gegengewicht.

H. Th. Simon.

Max Dieckmann, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie für die Luftfahrt. 8°. X. und 214 S. mit 150 Abbildungen. München und Berlin, R. Oldenbourg. 1913. Geb. M. 8.—.

P. Ludewig, Die drahtlose Telegraphie im Dienste der Luftfahrt. Gr. 8. 82 S. mit 55 Abbildungen. Berlin, H. Meusser. 1914. M. 3.60.

In dem Augenblick wo die Luftfahrt durch Erfindung der Motorballone und der Aeroplane aus dem Stadium des Sports in das der Technik rückte, trat das Bedürfnis hervor, die drahtlose Telegraphie in ihren Dienst zu stellen. Die beiden vorliegenden Bücher berichten, was für Probleme besonderer Art dabei vorliegen und wie weit man in ihrer Bezwingung vor dem Kriege gekommen war.

Die beiden Bücher ergänzen sich gegenseitig glücklich. Das Dieckmannsche Buch soll vor allem eine Einführung in das Gebiet der drahtlosen Telegraphie sein, in der besonders solche Leser auf ihre Rechnung kommen, welche sich ihm von seiten der Luftfahrt aus gegenübergestellt finden. Fast Dreiviertel des Buches dienen dieser Einführung. Der Name des Verfassers bürgt für die Gediegenheit, mit der er seine Aufgabe angegriffen hat. Sie ist auch didaktisch vielfach in origineller Weise durchgeführt, so daß auch in diesem Teil der Physiker manches finden wird, was er verwerten kann. Die Kapitel IX bis XII enthalten dann das eigentlich auf die Luftfahrt Zielende. Die Überschriften: Zündungsgefahr, Bordstationen, Orientierung und meteorologische Beratung, Verkehr, kennzeichnen in großen Zügen die Fragen, um die es sich handelt. Hier findet der Physiker Gelegenheit zu erkennen, wieviel Einzelheiten interessanter Art noch der wissenschaftlichen Durcharbeitung harren.

Das Ludewigsche Buch kann als die Ausführung der genannten Anwendungskapitel des Dieckmannschen bezeichnet werden. Es setzt die Grundlagen voraus und spezialisiert lediglich auf den Luftfahrtzweck. Die Kapitelüberschriften sind: 1. Antennenform, 2. Zündungsgefahr, 3. Sende- und Empfangsanordnungen, 4. Die wissenschaftlichen Aufgaben der Ballonstationen, 5. Die Ortsbestimmungen mittels drahtloser Telegraphie, 6. Der meteorologische Beratungsdienst. Alles das ist in klarer, wissenschaftlich durchdrungener Weise zusammengestellt und durch ausgezeichnete Abbildungen zur Anschauung gebracht. Man kann beide Werke als eine Bereicherung unserer Literatur über drahtlose Telegraphie begrüßen. Freilich ist anzunehmen, daß die drahtlose Telegraphie der Luftfahrt durch den Krieg eine explosive Entwicklung erfahren hat, so daß sie sachlich nach dem Kriege ein ganz anderes Bild bieten wird, als es noch die beiden Bücher geben konnten.

H. Th. Simon.

Hugo Kauffmann, Allgemeine und physikalische Chemie, gr. 8°. In zwei Bänden. Erster Teil, 149 S. mit 10 Figuren. Zweiter Teil, 142 S. mit 2 Figuren. Sammlung Göschen Nr. 71 und 698. Berlin u. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung G. m. b. H. 1913. Gebunden je M. 0.90.

Band 1 enthält die Lehre von den Aggregatzuständen und Lösungen, die chemische Statik und Dynamik; Band 2 bringt je ein Kapitel über chemische Konstitution, Thermo-, Elektro- und Photochemie und über Elektronik. Bei dem knappen Raum, der dem Verfasser für jeden Abschnitt zur Verfügung steht, kann man ein Eingehen auf Einzelheiten nicht erwarten. Auch manches, was dem Referenten wesentlich erscheint, mußte wohl der Kürze halber fortbleiben. Mathematische Ableitungen sind fast ganz vermieden. Im allgemeinen ist es gelungen die richtige Auswahl zu treffen, und die Haupttatsachen sind klar und übersichtlich zusammengestellt, so daß man die beiden Bände als erste Einführung empfehlen kann.

Riesenfeld.

E. Nesper, Neuere Frequenz- und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. gr. 8°. 60 S. mit 65 Abbildungen. Leipzig, Hachmeister & Thal. 1913. M. 1.50.

Eine mit vielen und guten Schaltungsschematen, Konstruktionszeichnungen und Gesamtansichten ausgestattete systematische Aufzählung der zahlreichen Frequenz- und Dämpfungsmesser, mit denen uns die

drahtlose Telegraphie beschenkt hat. Auf die Theorie der Apparate wird wenig eingegangen, sondern mehr der konstruktive Gedanke in den Vordergrund gestellt. Immerhin ist die ziemlich vollständige Übersicht gewiß vielen recht willkommen und wertvoll.

H. Th. Simon.

Hans Witte, Raum und Zeit im Lichte der neueren Physik. Eine allgemeinverständliche Entwicklung des raumzeitlichen Relativitätsgedankens bis zum Relativitätsprinzip. Sammlung Vieweg Nr. 17. 8°. IV u. 84 S. mit 17 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1914. Geh. M. 2,80.

Das kleine Heft gibt in guter und übersichtlicher Form eine Ableitung der raumzeitlichen Vorstellungen, die die Grundlage des Relativitätsprinzips bilden. Indem der Verfasser aus dem historischen Entwicklungsgang das Wesentliche herausschält, gelingt es ihm, durch systematischen Aufstieg den Leser scheinbar zwanglos in das Neuland des Einsteinschen Gedankenkreises einzuführen. Im Interesse der Allgemeinverständlichkeit ist dabei das Hilfswerkzeug der mathematischen Formeln ängstlich vermieden. Etwas zu ängstlich, wie mir scheinen will! Denn es wird dadurch ein unverhältnismäßig großer Raum zur Klarlegung gewisser Behauptungen in Anspruch genommen, die sich durch einfachste mathematische Formulierung in wenigen Zeilen hätten beweisen lassen.

F. Reiche.

W. Jänichen, Lichtmessungen mit Selen. Lex.-8°. VIII u. 76 S. mit Figuren und 5 Tafeln. Berlin, Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker". 1914. M. 3.—.

Seit der Entdeckung des lichtempfindlichen Selens hat man sich bemüht, mit seiner Hilfe so etwas wie eine objektive, d. h. vom Auge unabhängige Photometrie zu erreichen. Der Verf. des hier vorliegenden gediegenen Buches hat sich der Mühe unterzogen, all die zahlreichen Vorschläge, die zu einer Selenphotometrie gemacht sind, kritisch zusammenzustellen und vor allem durch eigene sorgfältige Versuche ihren Wert zu prüfen. — Er unterscheidet zwei Gruppen von Vorschlägen: A) Methoden, bei welchen die Widerstandsänderung einer Selenzelle bei Belichtung direkt die photometrische Messung liefern soll; B) Methoden, bei denen Selenzellen lediglich die Rolle des Auges bei der gewöhnlichen Photometrie übernehmen, d. h. also als Vergleichsinstrumente dienen. Man lernt in der gegebenen klaren Übersicht über diese beiden Gruppen manchen geistreichen Vorschlag kennen, an dem man Freude und Anregung haben kann. Die Versuche des Verfassers selbst sind mit großer Sorgfalt angestellt. Sie ergeben, was jeder Kenner der Selenzellen voraussagen muß, daß die Methoden der Gruppe A unter allen Umständen völlig unzureichend sein müssen, solange die Lichtempfindlichkeit der Selenzellen eine so launische und mit der Zeit schwankende Eigenschaft bleibt, wie bisher. Dagegen liefern die Methoden der zweiten Gruppe B (die „Schwenkmethoden", weil die Zelle abwechselnd den beiden zu vergleichenden Lichtquellen zugeschwenkt wird) Meßergebnisse, die den besten sonstigen Photometern gleichstehen, vorausgesetzt, daß man sich auf den Vergleich völlig gleichfarbiger Lichtquellen beschränkt. Sollen verschieden gefärbte Lichtquellen verglichen werden, so macht der große Unterschied der Lichtempfindlichkeit für die verschiedenen Farben ein zuverlässiges Ergebnis unmöglich. Denn es werden unter Umständen erhebliche Strahlenanteile photometrisch unwirksam bleiben, weil sie auf die Zellen nur wenig wirken. Z. B. überwiegt die Rotempfindlichkeit im allgemeinen sehr stark, so daß rötlich gefärbte Lichter heller erscheinen werden, als sie wirklich sind. Nur wenn es gelänge Selenzellen zu finden, deren Empfindlichkeitskurve durch Sensibilisieren (und eventuell auch durch Farbfilter) der Empfindlichkeitskurve des Auges genau gleich wäre, würde dieser Fehler vermieden.

Das Buch ist eine recht wertvolle Bereicherung unserer Literatur über Selenzellen. Es enthält als Grundlage der photometrischen Messungen auch selbständige Untersuchungen über deren physikalische Eigenschaften.

H. Th. Simon.

Carl Leiß, Das Zielfernrohr, seine Einrichtung und Anwendung. 8°. 67 S. mit 35 Abbildungen. Neudamm, J. Neumann. 1913. M. 1.80. (1916 erschien eine 2. Auflage zu M. 2.—, die bei Abschluß der Nummer noch nicht vorlag.)

Referent erkennt die verdienstvolle Absicht des Verfassers an, Jägern, Jagdfreunden und Waffenfirmen einen Einblick in die Wirkungsweise der Zielfernrohre zu gewähren und dadurch die Handhabung zu erleichtern. Jedoch kann Referent nicht gutheißen, daß in Form einer dem Außern nach völlig unparteiischen Schrift dem Unbefangenen eine Propagandaschrift vorgelegt wird, aus der der Laie den Eindruck gewinnen muß, als sei die gesamte Entwicklung der Zielfernrohre, ihre „Erfindung" inbegriffen, nur den vom Verfasser genannten Firmen und nicht zum mindesten ihm selbst zu verdanken.

Die in Anmerkung S. 7 gegebene Stellungnahme des Verfassers kann nach Ansicht des Referenten nicht davon entbinden, Literatur über die im Buche überhaupt nicht erwähnten Prismenzielfernrohre anzugeben, wenn der Verfasser vorzieht, diese Konstruktionen gar nicht zu behandeln.

Daß das Büchlein von Unklarheiten nicht ganz frei ist, hebt seinen Wert gleichfalls nicht. Referent verweist auf Fig. 1, in welcher der Strahlengang für die Okularlinse nicht einwandfrei und auch für die Bildorte B_1 und B_2 eine für den Laien zweifellos unerklärliche Knickung der Strahlen an den Bildorten dargestellt ist. Ferner steht beispielsweise der Satz auf S. 8: „Zielfernrohre, bei denen das Absehen bei B_2 eingesetzt ist, sind auf keinen Fall zu empfehlen" im Widerspruch mit der Empfehlung der Vergrößerungsansätze (S. 32) für welche naturgemäß als neuem, vor dem Abkommen gelegenen optischen Teil der Satz des Verfassers (S. 8) gilt: „Jede Lockerung und Lagenveränderung würde auch eine Lagenveränderung des in B_2 entworfenen Bildes bewirken." Zumal bei der exzentrischen Justierung der Negativlinse des Vergrößerungsansatzes eine Drehung des Ansatzes schon Fehler verursachen kann.

H. Schulz.

Hugo Bauer, Geschichte der Chemie. 8°. 2 Bändchen. Sammlung Göschen: 264, 265. 96 und 140 Seiten. 2. verbesserte Auflage, Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H., 1915. geb. M. 1.80.

Der Verfasser zerlegt die Geschichte der Chemie in sieben Abschnitte: (Chemie der Alten bis zum 4. Jahrhundert n. Chr.; Zeitalter der Alchemie, bis zum 16. Jahrhundert; Zeitalter der Iatrochemie, bis

1700; Zeitalter der Phlogistontheorie, bis 1774; Zeitalter von Lavoisier, bis 1828; Zeitalter der Entwicklung der organischen Chemie, bis 1886; Chemie der Neuzeit) und behandelt die vier ersten davon im ersten, die übrigen im zweiten Teil des vorliegenden Werkchens. Ob diese Verteilung des Stoffes innerhalb der durch Anlage und Ziel der Sammlung Göschen gezogenen Grenzen zweckmäßig ist, ist eine Frage, die Ref. nicht ohne weiteres bejahen möchte. Der Raum, der danach auf die Schilderung der mit Lavoisier einsetzenden Entwicklung der modernen Chemie entfällt, steht nämlich in keinem rechten Verhältnis zum Umfang des zu bewältigenden Materials. Der Verfasser ist also gezwungen, sich um so kürzer zu fassen, je mehr er sich der Gegenwart nähert, und es dürfte wenigstens dem Nichtchemiker nicht immer ganz leicht werden, ihm dabei zu folgen. Im übrigen wird sich aber auch dieser gern und mit Vorteil von ihm in das behandelte Gebiet einführen und sich zu eingehenderer Beschäftigung damit anregen lassen. Borsche.

The Svedberg, Die Materie. Ein Forschungsproblem in Vergangenheit und Gegenwart. Deutsche Übersetzung von H. Finkelstein. gr. 8. III u. 162 S. mit 15 Abb. Leipzig, Akadem. Verlagsgesellschaft. 1914. geh. M. 6.50, geb. M. 7.50.

Das Buch behandelt das Problem der Materie in ganz leicht verständlicher Form ohne Anwendung von Mathematik in seiner historischen Entwicklung. Das Buch beginnt mit den Lehren der alten Griechen, die mit ihrer deduktiven Methode das physikalische Verhalten der Materie nicht näher analysieren konnten, aber mit Hilfe des reinen Denkens (Demokrit) zu dem Satze gelangten, der auch heutzutage den Grundpfeiler unserer Anschauungen über Materie bildet: „. . . . das Wirkliche sind die Atome und der leere Raum."

Dann wird die Geschichte der Alchemie, „die Geschichte eines ebenso ausgebreiteten wie tief eingedrungenen Irrwahns", geschildert: Die schwarze Kunst, die trotz unendlicher Mühe nur wenig wissenschaftlich wertvolle Früchte gezeitigt hat, weil ihr Antrieb nicht Wille zur Erforschung der Wahrheit, sondern Wille zum Reichtum und persönlichen Glück war. Erst Boyle erhob die Chemie zur Wissenschaft: „ich habe die Chemie nicht wie ein Arzt oder Alchimist behandelt, sondern so wie ein Philosoph sie ansehen muß." Nun schritt die chemische Forschung in gewaltigen Schritten weiter, durch die fundamentalen Entdeckungen von Cavendish, Scheele, Pristley und anderen wurde die schier unendliche Mannigfaltigkeit der irdischen Stoffe allmählich in eine geringe Zahl nicht mehr weiter verwandelbarer Grundelemente aufgelöst. Dalton brachte durch geniale Vereinigung der Ideen Demokrits mit den neuen experimentellen Befunden Klarheit in die quantitativen Beziehungen der chemischen Verbindungen. Immer weitere Entdeckungen entwickeln die Chemie auf Grund der Atomvorstellung zu einer Wissenschaft von wunderbarer Harmonie und Klarheit.

Die gleichzeitige Erforschung der Elektrizität aber gab uns die Hilfsmittel, das Atom, was man bislang für unwandelbar angesehen, in seinen spontanen Umwandlungen zu verfolgen (Radioaktivität). So löst sich die Materie in bestimmte Elementaratome, die materiellen Atome aber wieder in die Atome der Elektrizität auf.

Das Buch ist außerordentlich anregend und plastisch geschrieben, mit vielen sehr interessanten Figuren versehen, gut von H. Finkelstein aus dem Schwedischen übersetzt und kann dem Fachmann wie auch dem gebildeten Laien gleicherweise empfohlen werden.

H. Rausch von Traubenberg.

Tagesereignisse.

Die **98. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft** findet vom 6. bis 9. August 1916 in Tarasp-Schuls-Vulpera (Unterengadin) statt. Das ausführliche Programm wird später veröffentlicht.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Jena Dr. Hans Kaufmann für anorganische Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. Franz Aigner für Experimentalphysik, an der Universität Wien Dr. Ludwig Flamm für Physik, an der Universität Padua Dr. L. S. da Rios für rationelle Mechanik.

Ernannt: Der Direktor der Remeis-Sternwarte in Bamberg Hofrat Professor Dr. Ernst Hartwig zum Honorarprofessor für Astronomie und Meteorologie an der Universität Erlangen, der Privatdozent an der Universität Rom Dr. G. Armellini zum a.o. Professor der rationellen Mechanik an der Technischen Hochschule Turin, der Associate Professor an der Universität von Kansas in Lawrence Dr. Charles H. Ashton zum ord. Professor der Mathematik an derselben Universität, der Privatdozent für analytische und projektive Geometrie an der Universität Palermo Dr. Pasquale Calupso zum a.o. Professor der Analysis an der Universität Messina, der a.o. Professor für algebraische Analysis an der Universität Catania Dr. Michele Cipolla zum ord. Professor ebendaselbst, der a.o. Professor der Mathematik an der Universität von Kentucky in Danville Dr. J. M. Davis zum ord. Professor an der gleichen Hochschule, Professor Dr. Z. Giambelli in Cagliari zum a.o. Professor der projektiven und darstellenden Geometrie an der Universität Messina, Professor Dr. N. C. Grimes zum Professor der Mathematik an der Universität Oregon, Dr. D. Jackson zum a.o. Professor der Mathematik an der Harvard University in Cambridge, Dr. E. H. Jones zum a.o. Professor der Mathematik an der Southern Methodist University, Dr. S. D. Killam zum a.o. Professor der Mathematik an der Universität von Alberta, der Privatdozent an der Universität Turin Dr. Ernesto Laura zum a.o. Professor der mathematischen Physik und der rationellen Mechanik an der Universität Messina, der a.o. Professor der Mathematik an der Universität Freiburg i. B. Dr. Alfred Loewy zum ord. Honorarprofessor an derselben Universität.

Verliehen: Den ord. Professoren an der Universität Leipzig Dr. Wilhelm Bjerknes (Geophysik) und Dr. Karl Paal (Angewandte Chemie) der Titel Geheimer Hofrat.

Gestorben: Der frühere Direktor der Ungar. Reichsanstalt für Meteorologie und Erdmagnetismus und Direktor des Astrophysikalischen Observatoriums in Ó-Gyalla Hofrat Dr. Nikolaus Thege v. Konkoly (zuletzt Besitzer des Astronomischen Observatoriums in Nagy-Tagyos), der Privatdozent für projektive und deskriptive Geometrie an der Universität Pisa Dr. Ruggiero Torelli (am 10. Aug. 1915 am Isonzo gefallen), der a.o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Hermann Thiele, der a.o. Professor der theoretischen Physik an der Universität Würzburg Dr. Matthias Cantor (im Lazarett an den Folgen einer Verwundung), der Physiker Dr. Fritz Schulze in Berlin, der Chemiker Geh. Regierungsrat Professor Dr. Adolf Frank in Berlin.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig

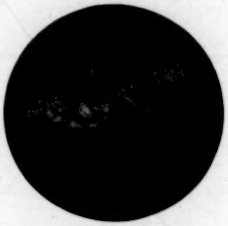


Fig. 1.

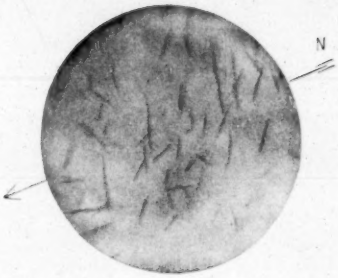


Fig. 2.

Fig. 3.

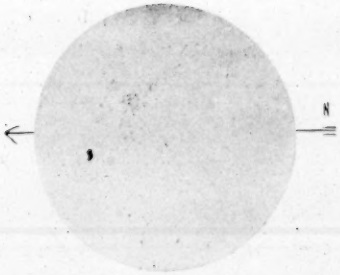


Fig. 4.

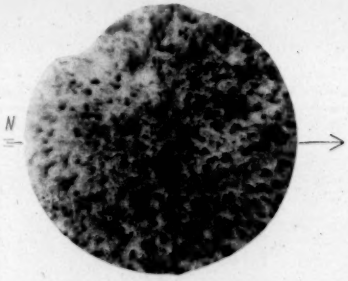


Fig. 5.

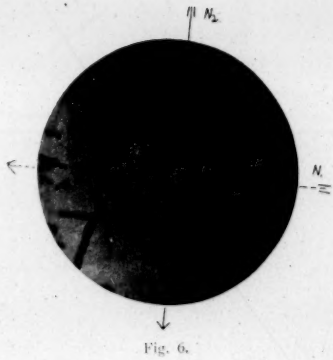


Fig. 6.

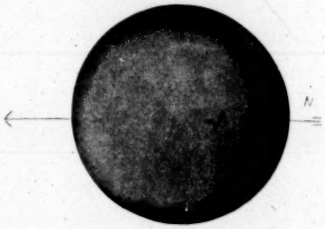


Fig. 7.

Fig. 8.

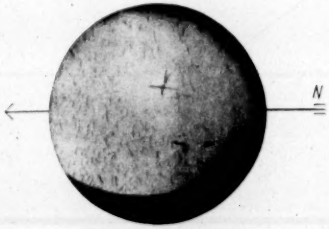


Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.